



HAL
open science

La Physique des gamma-jets avec le calorimètre EMCal de l'expérience ALICE au LHC.

Guéno   Bourdaud

► **To cite this version:**

Gu  no   Bourdaud. La Physique des gamma-jets avec le calorimètre EMCal de l'expérience ALICE au LHC.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Nantes, 2008. Français. NNT : . tel-00352948

HAL Id: tel-00352948

<https://theses.hal.science/tel-00352948>

Submitted on 14 Jan 2009

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

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

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2009

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

La physique des γ -jets avec le calorimètre EMCal de l'expérience ALICE au LHC

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Nucléaire

Spécialité : Physique des Ions Lourds

Présentée et soutenue publiquement par

Guénolé BOURDAUD

Le 03 Novembre 2008, devant le jury ci-dessous

Président Thomas Cormier, *Professor of physics, Wayne State University*
Rapporteurs Terry Awes, *Distinguished staff scientist, Oak Ridge Nat. Laboratory*
 Dominique Pallin, *Directeur de recherche CNRS, LPC, Clermont II*
Examineurs Christelle Roy, *Chargée de recherche CNRS, Subatech, Nantes*
 Hugues Delagrangé, *Directeur de recherche CNRS, Subatech, Nantes*
 Thierry Gousset, *Maître de conférence Subatech, Nantes*

Directeur de thèse : Hugues Delagrangé, *Directeur de recherche CNRS, Subatech, Nantes.*

Co-encadrant : Christelle Roy, *Chargée de recherche CNRS, Subatech, Nantes.*

N° ED 503-021



UNIVERSITÉ DE NANTES

γ -jet physics with the EMCal calorimeter in
ALICE at LHC

*La physique des γ -jets avec le calorimètre EMCal
de l'expérience ALICE au LHC*

Guéno**l**é BOURDAUD

SUBATECH, Nantes (France), 2008

Merci

Il y a bien des personnes à remercier, sans la collaboration desquelles le travail présenté ici n'aurait pas pu être mené à bien. Je pense tout d'abord à Gustavo Conesa, qui est à l'origine d'une grande partie des idées que je développe. Sa thèse, effectuée à Subatech, est le point de départ de mon travail. Je remercie bien sûr Hugues Delagrange, qui a partagé son expérience et m'a guidé tout au long de ces trois ans avec bienveillance et patience. Je remercie Christelle Roy, qui m'a permis de donner le meilleur de moi-même, pour ses conseils, ses encouragements et ses coups de pieds au derrière. Je remercie aussi Terry Hawes, Dominique Pallin et Thomas Cormier pour avoir fait partie de mon jury de thèse.

Merci aux membres de l'équipe Alicehp2, Cynthia Hadjidakis, Lamia Benhabib, Marie Germain, Raphaëlle Ichou et Thierry Gousset, car ceci est aussi le travail d'une équipe. Je remercie le groupe Plasma ainsi que tous le personnel de Subatech, en particulier son directeur, Jacques Martino, pour leur accueil au sein du laboratoire. Merci aux thésards, Jérôme, Julie, Mickaël, Olivier, Sarah, Sandra, Samuel, Sébastien, Thibault, Thomas, et tous les autres, pour les coups de mains, les discussions mais aussi les soirées en compagnie des moines de l'abbaye de Leffe au Briord. Je remercie mes parents et ma famille qui m'ont encouragé et soutenu dans mes études.

Mais je tiens surtout à te remercier, Mary, grâce à toi j'ai pu tout d'abord débiter cette thèse et la mener à son terme, tu m'as épaulé durant ces années et tu as suivi mon travail, tu m'as conseillé et aidé sans jamais compter ton temps. Sans toi, ceci n'aurait sûrement pas été possible.

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
1 Les γ-jets pour sonder le plasma	5
1.1 Phénoménologie des processus durs	6
1.1.1 Définition	6
1.1.2 Fragmentation et perte d'énergie des jets	8
1.1.3 Modélisation de la perte d'énergie	10
1.1.4 Mesurer la perte d'énergie : distribution HBP	15
1.1.5 γ -jets	19
1.1.6 Outils théoriques : pQCD LO et NLO	21
1.1.7 Comparaison des deux populations de jets	23
1.2 Recréer et étudier le plasma : cadre expérimental	25
1.2.1 Étude expérimentale des jets	25
1.2.2 L'atténuation des jets vue par les précédentes expériences	27
1.3 Modèle simple pour tester les possibilités d'ALICE	34
1.3.1 Définition de la modélisation simple	35
1.3.2 Comparaison du modèle simple aux générateurs	37
1.3.3 Influence de R_c	38
1.3.4 Influence de l'énergie du jet	40
1.3.5 Conditions pour l'étude des γ -jets dans ALICE	41
2 ALICE au LHC	43
2.1 LHC en bref	43
2.1.1 Faisceaux disponibles	45
2.1.2 Les expériences	46
2.2 ALICE	49
2.2.1 ALICE : réunir tous les types de détecteurs dans une seule expérience	50
2.2.2 Détecteurs pour la mesure d'observables globales	51
2.2.3 Partie centrale	54
2.2.4 EMCAL, le grand calorimètre électromagnétique	61
2.3 Limites des processus durs dans ALICE	69

3	Identification des particules avec EMCal	71
3.1	Identification de particules <i>PID</i>	71
3.2	Méthode bayésienne	71
3.3	<i>Clusters</i> dans EMCal	72
3.3.1	Choix des paramètres	75
3.3.2	L'ADL pour déterminer les paramètres de l'identificateur <i>PID</i>	75
3.3.3	Le paramètre λ_0	76
3.4	Types de particules à différencier	78
3.5	Détermination des poids de <i>PID</i>	79
3.5.1	Distributions de λ_0^2	79
3.5.2	Représentation des distributions de λ_0^2	81
3.6	Efficacité de l'identificateur <i>PID</i>	84
3.6.1	Photons et pions neutres	84
3.6.2	Hadrons	89
3.7	Différenciation électron-photon	90
3.8	Discussion sur la méthode	91
4	La sonde γ-jet	93
4.1	Détection et reconstruction du photon	95
4.1.1	Coupure sur l'énergie du photon	95
4.1.2	Coupure sur les critères d'identification, <i>PID</i> du <i>Cluster</i>	97
4.1.3	Critère d'isolement	97
4.1.4	Identification du photon γ	98
4.2	Reconstruction du jet à l'opposé	99
4.2.1	Propriétés	99
4.2.2	Coupure en ϕ	101
4.2.3	Détermination de l'axe du jet	101
4.3	Des événements p-p aux événements Pb-Pb	102
4.3.1	Déterminer les paramètres grâce aux collisions p-p	103
4.3.2	Ajustement pour Pb-Pb	107
4.3.3	Répartition du bruit en Pb-Pb	111
4.3.4	Biais du bruit de fond	113
4.3.5	Reconstruction des jets	113
4.4	Fonction de fragmentation	113
4.4.1	Étude préliminaire en p-p	114
4.4.2	Effet du milieu sur la distribution <i>HBP</i>	116
4.4.3	Caractéristiques de la distribution <i>HBP</i> dans le cas Pb-Pb	120
4.4.4	Soustraction du bruit de fond	122
4.4.5	Récapitulatif : paramètres pour la détection des γ -jets	125
4.4.6	Modification de la distribution <i>HBP</i>	125
4.5	Estimation des erreurs	127
4.6	Étude avec un spectre réaliste de γ -jets	130
4.6.1	Sans effet du bruit de fond	130
4.6.2	Avec effet du bruit de fond	132
4.6.3	Paramètres optimisés pour la modification de la distribution <i>HBP</i>	136

4.6.4	Sensibilité de la méthode	137
4.7	Discussion : capacités et limites de la modification du HBP	138
Conclusion		141
A	Annexes	145
A.1	Historique de l'atome	145
A.1.1	De l'atome à ses constituants	145
A.2	Bestiaire des particules	146
A.2.1	Les particules élémentaires	146
A.2.2	Les fermions	148
A.2.3	Les interactions élémentaires	148
A.3	La chromodynamique quantique	149
A.3.1	La liberté asymptotique	149
A.3.2	Les phases de la matière nucléaire	150
A.3.3	Diagramme de phase	152
A.4	Effet LPM	153
A.5	Équation DGLAP	154
A.6	Analyse discriminante	155
A.6.1	Analyse en composante principale	155
A.6.2	Analyse discriminante linéaire	156
A.7	Simulation et reconstruction des données d'ALICE	160
A.7.1	Outils de traitement et AliRoot	160
A.7.2	La chaîne de simulation-reconstruction	161
A.7.3	Simulation	161
A.7.4	Reconstruction	165
A.7.5	ESD	170
Index		171
Bibliographie		172

Table des figures

1.1	Nombreuses collisions molles du parton dur.	11
1.2	Comparaison des <i>poids de quenching</i> pour un système de taille infinie calculé avec les modèles GLV et BDMPS. La perte d'énergie est mise à l'échelle de l'énergie moyenne des gluons rayonnés ω_C . Figure issue de [39]	15
1.3	Fonction de fragmentation $D(z)$ en collisions Pb-Pb. Sans prise en compte de la perte d'énergie (carrés) et avec perte d'énergie selon le modèle <i>PY-QUEN</i> (cercles) ce dernier cas correspondant à l'effet du plasma de quarks et de gluons. Sur cette figure la variable z correspond à x dans le texte. Figure issue de [37]	16
1.4	Distributions <i>HBP</i> mesurées par les collaborations OPAL et TASSO comparées aux prédictions du modèle MLLA avec et sans la prise en compte d'un milieu.	18
1.5	Diffusion Compton et annihilation.	20
1.6	Processus générant des photons prompts.	21
1.7	Processus générant des photons de décroissance.	21
1.8	Corrélation angulaire photon-jet. Les γ -jet ont des rapidités entre -5 et 5. Figure issue de [48]	23
1.9	R'_{AA} en collision Pb-Pb à $\sqrt{s} = 17,3$ GeV par nucléon pour trois classes de centralité en utilisant les spectres p-Pb comme référence. Le rectangle autour de l'unité donne l'erreur systématique sur N_{coll}	29
1.10	Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse $R_{AA}(p_T)$	31
1.11	Corrélation angulaire azimutale entre deux hadrons. A gauche pour deux hadrons de grand p_T dans des collisions p-p (trait plein), d-Au (cercles), et Au-Au (étoiles). A droite, sélection sur le moment transverse du hadron de grand p_T et reconstruction d'un hadron de bas p_T associé en face, pour différentes valeurs de coupures sur l'impulsion transverse des hadrons. Figures issues de [67-68]	32
1.12	À gauche : R_{AA} pour des π^0 en fonction de p_T pour les collisions Au-Au. En trait plein sont portées les prédictions du modèle PQM pour différentes valeurs de \hat{q} . À droite : distribution de la probabilité de \hat{q} . Les résultats définitifs concernant ce point ont été publiés dans [30].	32
1.13	Distribution en impulsion transverse, dans un cône d'ouverture $R_c = 0,7$ des particules d'un jet de 100 GeV (trait plein) et du bruit de fond (trait pointillé) dans le cas de notre modèle simple.	36

1.14	Distribution <i>HBP</i> pour des jets de 100 GeV et avec une ouverture de cône $R_c = 0,7$ pour notre modèle simple (ligne pointillée) et pour des simulations effectuées avec <i>PYTHIA</i> (symboles carrés).	38
1.15	Spectre en impulsion transverse des particules du bruit de fond pour notre modèle simple (trait pointillé) et pour des simulations effectuées avec <i>HIJING</i> (symboles ronds ouverts).	39
1.16	Spectre en impulsion transverse pour différentes valeurs R_c pour les particules du bruit de fond (traits fins) et pour un jet de 100 GeV (traits gras).	40
1.17	Spectre en impulsion transverse des hadrons du jet dans un cône d'ouverture $R_c = 0,7$ pour le bruit de fond (trait gras) et pour différentes énergies de jets (traits fins).	41
2.1	Complexe d'accélérateurs présents au CERN.	44
2.2	Disposition des expériences sur l'anneau du LHC.	46
2.3	Représentation 3D de l'expérience ALICE. À droite le bras dimuon, à gauche la partie centrale.	50
2.4	Représentation 3D des détecteurs aux petits angles d'ALICE. De gauche à droite : T0, V0, FMD, et la zone plus claire représente l'ITS en coupe.	52
2.5	Énergie ZDC en fonction de l'énergie ZEM, en utilisant des simulations rapides.	54
2.6	Vues du détecteur ITS. Isométrique avec coupe à gauche, coupe transverse à droite.	55
2.7	Vue isométrique avec coupe de la chambre à projection temporelle, TPC, d'ALICE.	56
2.8	Illustration du principe de fonctionnement du TRD.	58
2.9	Spectre de masse en fonction de l'impulsion, obtenu avec le détecteur TOF, pour 200 événements centraux Pb-Pb HIJING et une résolution TOF de 80 ps. Les graphiques de droite représentent la distribution en masse pour $0,5 < p < 4,2$ GeV/c en échelles logarithmique et linéaire	59
2.10	Détails de PHOS : à gauche un cristal PWO seul, à droite, un ensemble de ceux-ci assemblés en un module EMC.	60
2.11	EMCal apparaît en gris plus foncé sur la partie supérieure de cette vue en coupe d'ALICE.	62
2.12	Vue d'ensemble d'EMCal, tous les super-modules sont installés sur la structure support.	63
2.13	Un super-module d'EMCal.	63
2.14	Un super-module d'EMCal présenté sans sa structure mécanique externe, montrant bien la section trapézoïdale dans la direction η	63
2.15	Vue 3D d'un module, avec la forme trapézoïdale de la tranche (à droite). Les dimensions sont en mm. La vue de gauche montre 12 modules assemblés sous la forme d'un module en bande.	64
2.16	Vue de l'assemblage mécanique d'une tour.	64
2.17	Module d'EMCal, avec les fibres de verre reliant les scintillateurs aux APD.	65

2.18	Taux de production annuels attendus dans l'acceptance d'EMCal pour des collisions Pb-Pb de biais minimum à 5,5 TeV.	66
2.19	Résolution en énergie du calorimètre en fonction de l'impulsion, mesurée lors des tests sous faisceau de 2007.	68
2.20	Résolution en position du calorimètre en fonction de l'impulsion, venant des tests sous faisceau de 2005.	68
3.1	Dispersion, axes principaux de l'ellipse (λ_0 et λ_1) et multiplicité en fonction de l'énergie pour des pions neutres, photons et des hadrons entre 5 et 60 GeV.	73
3.2	Distribution de λ_0 pour des pions neutres, photons et hadrons intégrées pour des énergies entre 5 et 60 GeV. Les hadrons sont en vert, les π^0 en rouge et les γ en noir.	74
3.3	Distribution de λ_0 pour des pions neutres, photons et hadrons intégrées pour des énergies entre 5 et 60 GeV; les distributions sont empilées sur l'axe des ordonnées.	74
3.4	Axes principaux de la forme de la gerbe. Les cases sont les <i>Digits</i> , les zones foncées correspondant aux <i>Digits</i> "allumés" lors de la détection de la particule. Ces <i>Digits</i> sont regroupés en un <i>Cluster</i> dont la forme ellipsoïdale est caractérisée par les valeurs des axes principaux λ_0 et λ_1	77
3.5	Évolution de l'angle entre les deux photons de décroissance d'un pion π^0 en fonction de l'énergie.	78
3.6	Distributions de λ_0^2 pour des énergies de 7, 10, 12, 15, 20, 25, 30 et 60 GeV.	80
3.7	Exemple de représentation de la distribution de λ_0^2 pour des mésons π^0 de 12 GeV.	82
3.8	Exemple de représentation de la distribution de λ_0^2 pour des mésons π^0 de 25 GeV.	82
3.9	Exemple de représentation de la distribution de λ_0^2 pour des mésons π^0 de 50 GeV.	83
3.10	Évolution en fonction de l'énergie des six paramètres de la distribution de λ_0^2 déterminée pour les mésons π^0	84
3.11	Valeur du χ^2 en fonction de l'énergie pour les représentations des distributions de λ_0^2 des trois types de particules.	85
3.12	Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, du poids de <i>PID</i> du type photon, $W(\gamma)$, pour des photons simulés seuls dans l'acceptance d'EMCal. Un hadron est défini ici comme une particule autre qu'un photon γ ou un méson π^0	86
3.13	Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, du poids de <i>PID</i> du type pion neutre, $W(\pi^0)$, pour des mésons π^0 simulés seuls dans l'acceptance d'EMCal.	86
3.14	Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, du poids de <i>PID</i> du type hadron, $W(hadron)$, pour des hadrons simulés seuls dans l'acceptance d'EMCal.	87
3.15	Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, de $W(\gamma)$, pour des photons γ simulés avec une collision p-p dans l'acceptance d'EMCal.	87

3.16	Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, de $W(\pi^0)$, pour des π^0 simulés avec une collision p-p dans l'acceptance d'EMCal.	87
3.17	Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, de $W(\gamma)$, pour des photons γ simulés dans une collision Pb-Pb dans l'acceptance d'EMCal.	88
3.18	Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, de $W(\pi^0)$, pour des pions neutres π^0 simulés dans une collision Pb-Pb dans l'acceptance d'EMCal.	88
3.19	Efficacité et pureté pour l'identification des photons en fonction de leur énergie, dans le cas de collisions p-p (en haut) et Pb-Pb (en bas).	89
3.20	Efficacité et pureté pour l'identification des pions neutres en fonction de l'énergie en collision p-p (en haut) et Pb-Pb (en bas).	89
3.21	Spectre de l'énergie reconstruite dans EMCal d'une distribution uniforme (entre 5 et 100 GeV) de pions chargés π^+	90
3.22	Efficacité pour l'identification des hadrons en fonction de l'énergie en collision p-p	91
3.23	Pureté pour l'identification des hadrons en fonction de l'énergie en collision p-p	91
3.24	Efficacité pour l'identification des hadrons en fonction de l'énergie en collision Pb-Pb	91
3.25	Pureté pour l'identification des hadrons en fonction de l'énergie en collision Pb-Pb	91
4.1	Diagramme présentant les étapes de l'algorithme de reconstruction d'un photon direct dans EMCal.	96
4.2	Spectre en énergie de photon γ obtenu en produisant des $\gamma - jets$ simulés à $P_T(hard) \simeq 100$ GeV. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	98
4.3	Diagramme des étapes de l'algorithme de détection du jet émis à l'opposé du photon prompt. Les coupures sont explicitées dans le texte.	100
4.4	Corrélation azimutale (en radians) entre l'axe du jet et l'axe du photon pour des γ -jets simulés avec PYTHIA. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	102
4.5	Energie reconstruite, dans un cône d'ouverture R_c 0,7. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	103
4.6	$\frac{E_{jet}}{E_\gamma}$, dans un cône d'ouverture de 0,7. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	104
4.7	$\frac{E_{jet}}{E_\gamma}$, pour différentes valeurs d'angles d'ouverture de cône R_c . 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	105
4.8	Moyenne de la distribution $\langle \frac{E_{jet}}{E_\gamma} \rangle$, en fonction de l'angle d'ouverture de cône R_c . 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	106
4.9	Distribution de l'énergie du bruit de fond, pour différentes ouvertures de cône R_c , de gauche à droite pour des ouvertures de cônes de 0,1 à 1. En utilisant le bruit de fond de 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.	107

4.10	Différentes distributions de l'énergie reconstruite du bruit de fond, de celle reconstruite de jets de 30 GeV et 100 GeV, et des fluctuations du bruit de fond à $\sqrt{S_{NN}}=5,5$ TeV en fonction de l'ouverture de cône R_c	108
4.11	Illustration de la nécessité que l'énergie du jet reconstruite soit supérieure aux fluctuations en énergie du bruit de fond. Sans cette condition, le jet ne peut pas être détecté. Les échelles sont purement arbitraires et cette figure est seulement illustrative. En abscisse se trouve une échelle de position (η ou ϕ), en ordonnée une échelle de densité d'énergie.	109
4.12	Rapport de l'énergie du jet sur les fluctuations du bruit de fond en fonction de l'ouverture de cône R_c	110
4.13	Distribution en ϕ des particules du bruit de fond. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.	112
4.14	Distribution en η des particules du bruit de fond. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.	112
4.15	Distribution en ϕ des particules du bruit de fond pondérée par l'impulsion transverse des particules. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.	112
4.16	Distribution en η des particules du bruit de fond pondérée par l'impulsion transverse des particules. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.	112
4.17	Représentation du jet reconstruit dans les collisions p-p. Cellules en η, ϕ pondérées par l'énergie de chaque cellule; l'axe du jet passe par la cellule de coordonnée (0,0). 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	114
4.18	Représentation du jet reconstruit dans les collisions Pb-Pb. Cellules en η, ϕ pondérées par l'énergie de chaque cellule; l'axe du jet passe par la cellule de coordonnée (0,0). 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.	114
4.19	Spectre en impulsion transverse des particules du jet. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	115
4.20	Fonction de fragmentation mesurée pour un jet dans le cas des collisions p-p.	116
4.21	Distribution <i>HBP</i> du jet dans le cas des collisions p-p, ici normalisée au nombre de jets reconstruits. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	117
4.22	Distribution <i>HBP</i> du jet dans le cas des collisions p-p pour différentes ouvertures de cônes. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	117
4.23	Fonction de fragmentation mesurée pour un jet dans le cas des collisions p-p avec et sans prise en compte de l'effet de <i>quenching</i> , ici normalisé au nombre de jets reconstruits. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	118
4.24	Distributions de type distribution <i>HBP</i> dans le cas des collisions p-p avec et sans prise en compte de l'effet de <i>quenching</i> , ici normalisée au nombre de jets reconstruits. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.	118

4.25	Rapport des hump-backed plateaux avec et sans prise en compte d'un effet de <i>quenching</i> . 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits, un échantillon avec effet d'atténuation, un autre sans cet effet. Pas de prise en compte du bruit de fond des collisions d'ions lourds.	119
4.26	Fonction de fragmentation : avec le signal seul ; avec le signal et le bruit de fond ; "fausse fonction de fragmentation" : bruit seul. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions à 5,5 TeV.	120
4.27	Hump-backed plateau : avec le signal seul ; avec le signal et le bruit de fond ; "faux hump-backed plateau" du bruit seul.	121
4.28	Zone utilisée pour l'estimation du bruit de fond (en grisé).	123
4.29	HBP : avec le signal seul ; avec le signal et le bruit de fond ; "faux hump-backed plateau" du bruit seul ; hump-backed plateau issu de la mesure à laquelle est soustraite une estimation du bruit de fond.	123
4.30	Rapport \mathcal{R}_{HBP} : entre celui issu de la mesure à laquelle est soustraite une estimation du bruit de fond et la distribution <i>HBP</i> du signal seul. L'ouverture de cône est de 0,7 à la reconstruction des caractéristiques du jet. La mesure "attendue" correspond au signal sans l'influence du bruit de fond.	124
4.31	Rapport \mathcal{R}_{HBP} pour différentes ouvertures de cône : cette figure est équivalente à la figure 4.30 avec différentes ouvertures de cônes.	125
4.32	Rapport \mathcal{R}_{HBP} pour différentes ouvertures de cône : cette figure est équivalente à la figure 4.31 en s'intéressant plus particulièrement à la gamme de $0 < \xi < 5$	126
4.33	\mathcal{R}_{HBP} des événements avec un effet de <i>quenching</i> divisé par la distribution <i>HBP</i> sans cet effet, avec ou sans bruit de fond. Seule l'erreur statistique est présentée.	127
4.34	Rapport \mathcal{R}_{HBP} avec ou sans bruit de fond, en tenant compte des erreurs de précision pour $\xi < 4,5$	129
4.35	Distributions <i>HBP</i> avec et sans effet d'atténuation des jets, sans bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en haut). Rapport des fonctions <i>HBP</i> \mathcal{R}_{HBP} avec et sans effet d'atténuation des jets, sans bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en bas). Les surfaces grisées représentent l'erreur statistique.	131
4.36	Rapport des distributions <i>HBP</i> \mathcal{R}_{HBP} : entre celle déduite de la mesure de laquelle est soustraite une estimation du bruit de fond et la distribution <i>HBP</i> du signal seul sans bruit de fond.	133
4.37	Fonctions <i>HBP</i> étudiées pour des collisions p-p et Pb-Pb , avec un spectre réaliste de γ -jets (en haut). \mathcal{R}_{HBP} , avec soustraction du bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en bas). Les surfaces grisées représentent l'erreur systématique, principalement due à la soustraction du bruit de fond.	134

4.38	Fonctions de type <i>HBP</i> étudiées pour des collisions p-p et Pb-Pb , avec un spectre réaliste de γ -jets (au milieu). Rapport des distributions $HBP \frac{Pb-Pb}{p-p}$, sans bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en bas). Les surfaces grisées représentent l'erreur statistique. Cette figure illustre la gamme de ξ pour laquelle l'erreur est suffisamment faible pour mettre en évidence la modification de la distribution <i>HBP</i> . L'ouverture du cône pour la détermination de ces distributions est de 0,7.	135
4.39	\mathcal{R}_{HBP} dans le cas où $R_c = 0,25$: entre celui issu de la mesure de laquelle est soustraite une estimation du bruit de fond et la distribution <i>HBP</i> du signal seul sans bruit de fond.	136
4.40	Fonctions HBP, étudiées pour des collisions p-p et Pb-Pb , avec un spectre réaliste de γ -jets (au milieu). Rapport des distributions $HBP \frac{Pb-Pb}{p-p}$, sans bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en bas). Les surfaces grisées représentent l'erreur statistique. L'ouverture du cône pour la détermination de ces distributions est de 0,3.	138
A.1	Diagrammes de Feynman des interactions élémentaires de la QCD. De gauche à droite sont représentés les couplages d'un quark au gluon, d'un gluon au gluon et de deux gluons entre eux.	150
A.2	Évolution de la densité d'énergie et de l'énergie d'interaction partonique en fonction de la température.	151
A.3	Diagramme de phase de la matière nucléaire. Ici la densité baryonique est normalisée à la matière nucléaire ordinaire.	153
A.4	Premier exemple avec deux coupures classiques : bonne efficacité.	158
A.5	Deuxième exemple avec deux coupures classiques : bon signal sur bruit.	158
A.6	Une projection sur l'axe ADL permet la sélection sur un unique critère : meilleur compromis.	158
A.7	Différenciation de classe par ADL	159
A.8	Environnement de travail pour le traitement des données d'ALICE.	160
A.9	Algorithme de reconstruction des agrégats. La quantité A est la valeur ADC d'une cellule. La signification des coupures cut2 et cut3 est décrite dans le texte. Cet algorithme s'inspire de celui de PHOS. Actuellement, la recherche de minimums locaux est en développement pour EMCal	168

Liste des tableaux

1.1	Taux annuel de production attendu pour les jets inclusifs et les γ -jets dans l'acceptance d'EMCal, $\mathcal{L} = 0,5 \text{ mb}^{-1}\text{s}^{-1}$, 1 an = 10^6 secondes en collisions Pb-Pb à 5,5 TeV.	25
1.2	Comparatif des principaux accélérateurs.	27
2.1	Caractéristiques standard des faisceaux et des collisions disponibles auprès du LHC, au niveau du point d'interaction où est située l'expérience ALICE.	44
2.2	Dimensions et couverture en rapidité des diverses couches du FMD.	52
2.3	Caractéristiques du ZDC.	54
2.4	Dimensions des divers éléments de l'ITS.	56
2.5	Paramètres physiques principaux du calorimètre EMCal.	62
3.1	Vecteurs ADL calculés pour la différenciation γ/π^0 grâce aux paramètres des <i>Clusters</i> d'EMCal.	76
4.1	Tableau récapitulatif des simulations effectuées, dans le cas de différents systèmes à diverses énergies, pour déterminer les paramètres de détection et de reconstruction des événements γ -jets ainsi que pour tester l'efficacité de la méthode. Le spectre réaliste $S(E_{\gamma\text{-jet}})$ est produit entre 30 et 100 GeV. Le nombre d'événements simulés dans chaque cas correspond à N_{Evt}	94
4.2	Taux de production annuels attendus pour les jets et γ -jets en un an de production en collisions Pb-Pb ($\mathcal{L} = 0,5/\text{mb/s}$; 1 an = 10^6 s).	95
4.3	Paramètres déterminés pour la détection des γ -jets et la reconstruction de la distribution <i>HBP</i>	126
4.4	Paramètres du polynôme utilisé pour l'erreur provenant du bruit de fond.	133
4.5	Paramètres du polynôme utilisé pour la paramétrisation de l'effet systématique du bruit de fond sur la distribution <i>HBP</i>	137
A.1	Constituants élémentaires du modèle standard.	148
A.2	Caractéristiques des bosons vecteurs des différentes interactions.	148
A.3	Paramètres de reconstitution d'agrégats pour EMCal.	169

Introduction

Le **modèle standard** [1,2] a pour objectif d'expliquer tous les phénomènes à l'échelle des particules. Celui-ci inclut donc toutes les particules connues ainsi que les interactions ayant un effet à l'échelle des particules. Le modèle standard constitue la synthèse des connaissances actuelles sur la structure de la matière aux petites échelles et sur l'histoire de cette matière à l'échelle de l'univers. Il permet actuellement d'expliquer presque tous les phénomènes naturels à l'exception de la gravitation, qui pour l'instant résiste aux théoriciens pour une interprétation quantique. C'est une théorie quantique des champs qui est naturellement compatible avec les principes de la mécanique quantique et de la relativité. Le modèle standard a passé avec succès tous les tests expérimentaux auxquels il a été soumis. Il a permis d'anticiper de très nombreuses découvertes expérimentales, comme l'existence des quarks [3], des gluons ou des bosons W^\pm et Z^0 .

D'un point de vue historique, le modèle standard est le fruit de plus de quarante années de recherche. Le point de départ est la théorie quantique et relativiste de l'interaction électromagnétique, QED, achevée entre 1948 et 1949. En 1954, Yang et Mills [4] généralisent QED en développant les théories de champs de jauge, outils indispensables pour l'élaboration du modèle standard, en particulier parce qu'il ouvre la voie à la première tentative d'unification des interactions faible et électromagnétique en une théorie électrofaible par Glashow en 1961 [5]. Le problème principal de la théorie de Glashow est que les particules qu'elle décrit sont sans masse, ce qui est en désaccord avec la réalité. En 1967, Weinberg et Salam modifient ce modèle en y incorporant le boson de Higgs, ce qui permet de donner une masse aux particules de la théorie [6, 7]. Finalement, en 1970, Glashow, Iliopoulos et Maiani [8] intègrent les quarks à la théorie électrofaible en prédisant l'existence du quatrième quark, le charme. Quelques années plus tard, la théorie de la chromodynamique quantique, plus connue sous son acronyme anglo-saxon **QCD** est ajoutée à la théorie électrofaible pour expliquer l'interaction forte (appelée parfois force de couleur). C'est à l'interaction forte que le noyau atomique doit sa cohésion. Avec cette dernière interaction, *le modèle standard est achevé*. Dans les Annexes A.2 et A.3, plus de précisions sont apportées sur les particules élémentaires du modèle standard et sur la QCD.

Le modèle standard prédit qu'à très haute densité d'énergie ($\approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$), les quarks qui sont les particules élémentaires de la matière ne sont plus liés au coeur des noyaux des atomes : cette propriété est appelée la **liberté asymptotique** [9], dont une présentation succincte est donnée en Annexe A.3.1. Il existerait donc un état de la matière dans lequel les quarks et les gluons sont déconfinés : c'est le **Plasma de Quarks et de Gluons** (PQG). Pour obtenir un tel état, il est nécessaire de compresser et/ou de chauffer la matière nucléaire afin de diminuer la distance entre les quarks. La constante de couplage

tendant alors vers zéro, les hadrons perdent leur identité et les partons deviennent libres dans un volume donné. L'accroissement du nombre de degrés de liberté des partons du système devrait conduire à une brusque augmentation de l'entropie et de la pression. Des calculs thermodynamiques associés au Lagrangien QCD pourraient permettre de confirmer l'existence de transitions de phase de la matière nucléaire et de les caractériser. Ces différentes phases de la matière nucléaire sont présentées en Annexe A.3.2.

La théorie QCD permet de prédire les conditions de température et de pression pour lesquelles cette transition entre la matière nucléaire "normale" et le plasma de quarks et de gluons a lieu. La transition de phase est prédite pour une température critique T_c comprise entre 150 et 200 MeV. La densité d'énergie critique ϵ_c a été estimée à $0,9 \text{ GeV}\cdot\text{fm}^{-3}$ et la densité baryonique ρ_c de 5 à 10 fois supérieure à celle de la densité ordinaire $\rho_0 = 0,17 \text{ nucléon}\cdot\text{fm}^{-3}$. Ces résultats, issus de calculs QCD sur réseau [10], sont présentés en Annexe A.3.2. Il est ainsi possible d'établir le diagramme de phases de la matière nucléaire donnant les conditions de formation du plasma de quarks et de gluons. Ce diagramme est donné et commenté dans l'Annexe A.3.3.

La matière nucléaire peut se présenter sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons si elle est amenée à des conditions de température et de pression extrêmement élevées. Par comparaison, il faut multiplier la densité nucléaire d'un facteur 5 à 10 ou la température d'un facteur 100 par rapport à la matière nucléaire standard pour espérer former un plasma de quarks et de gluons. Ces conditions sont près de 100 000 fois celles qui règnent au centre de notre soleil et sont complexes à obtenir et à mesurer expérimentalement. La densité au cœur des étoiles à neutrons serait suffisante pour créer de nouvelles formes de matière telles qu'un plasma de quarks déconfinés, mais l'observation de tels astres et leur étude sont encore délicates. De même, l'univers primordial, quelques 10^{-6} secondes après le Big-Bang, se serait présenté sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons, mais l'observation directe des reliques de cet état est hors de portée actuellement.

Pour pallier ces difficultés ou impossibilités, une autre méthode pour l'observation de cet état a été mise au point : les collisions d'ions lourds ultra-relativistes [11, 12]. Les interactions nucléon-noyau et noyau-noyau indiquent que la matière nucléaire perd une fraction substantielle de son énergie dans les processus de collision. Les collisions s'accompagnent de la production d'un grand nombre de hadrons (essentiellement des pions). Ainsi, dans une collision d'ions lourds ultra-relativistes, une grande partie de l'énergie longitudinale est convertie en matière hadronique, produite au voisinage du centre de masse du système en collision. La densité d'énergie est si grande que ces réactions permettent d'espérer la formation d'un plasma de quarks et de gluons.

À partir des années 1980, de nombreuses expériences sont installées auprès des accélérateurs d'ions lourds pour mettre en évidence la formation de ce milieu chaud et dense de partons déconfinés. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent l'accès à des systèmes mettant en jeu un nombre important de nucléons, dans des conditions thermodynamiques extrêmes. Deux champs principaux d'études peuvent être distingués :

- L'étude de l'évolution (non linéaire) et de la saturation de la densité partonique au sein des noyaux avant collision - modèle du CGC (pour *Color Glass Condensate*, ou condensât de verre coloré). Cette description des noyaux précise les conditions initiales nécessaires à la compréhension de l'évolution du système après collision [13].
- La production en laboratoire et l'étude de la matière nucléaire sous une nouvelle

phase (phase déconfinée : le plasma de quarks et de gluons), la transition entre les deux phases et l'évolution du système jusqu'à l'hadronisation des particules détectées par le dispositif expérimental. Une première description de l'évolution du système créé fut donnée par Bjorken dès 1983 [14]. Ce scénario prévoit plusieurs étapes à partir de la collision : le pré-équilibre, le plasma de quarks et de gluons, l'hadronisation, le gel chimique (le rapport entre les différentes espèces de hadron n'évolue plus), le gel thermique (plus d'interactions entre les hadrons), la phase de gaz hadronique.

La création d'un nouvel état de la matière, et non pas explicitement un plasma de quarks et de gluons, a fait l'objet d'une conférence de presse donnée par le CERN en 2000 [15]. Ensuite, au vu des résultats des expériences réalisées auprès de RHIC qui permet d'atteindre des densités d'énergie plus importantes qu'au SPS (un facteur 10 entre les deux énergies disponibles dans le centre de masse), les physiciens participant aux expériences menées auprès de ce collisionneur, ont annoncé, à leur tour, qu'ils étaient sur "la bonne voie pour l'observation expérimentale du plasma de quarks et de gluons" [16].

L'objectif de notre travail a été de démontrer l'intérêt d'une catégorie d'événements bien particuliers que par la suite nous appellerons les "événements γ -jets" ou encore, plus simplement, γ -jets. C'est donc une classe particulière d'événements dans lesquels un jet et un rayonnement γ (photon très énergétique) sont produits en coïncidence. Ils devraient nous permettre de mettre en évidence et de caractériser la formation d'un milieu chaud et dense lors de collisions d'ions lourds. Cette sonde sera étudiée notamment grâce à l'expérience ALICE au LHC, le grand collisionneur de hadrons du CERN. Pour mener à bien cette étude, des détecteurs bien spécifiques seront utilisés, comme les détecteurs centraux de reconstruction de traces pour le jet et le grand calorimètre EMCal pour la reconstruction du photon. Nous verrons que ces événements γ -jets permettent d'accéder à l'énergie du jet directement et très précisément. De plus, l'allure de la corrélation angulaire entre le photon γ et le jet permet de déterminer des zones privilégiées pour la recherche du jet, ce qui améliore les capacités de reconstruction de celui-ci dans des environnements de type ions lourds où le grand nombre de particules produit un bruit de fond important et gênant pour la recherche de tels événements.

Lorsqu'un γ -jet est détecté et reconstruit, il est possible de déterminer la fonction de fragmentation du jet, qui est la distribution en impulsion transverse des particules qui composent ce jet. La comparaison de cette fonction pour des collisions dans lesquelles est attendue la formation d'un milieu chaud et dense de partons déconfinés, avec des collisions où ce milieu n'est pas formé, doit mettre en évidence une distribution différente. Dans le cas où un PQG serait formé, le nombre de particules de haute impulsion transverse serait plus faible (atténuation des jets du fait des interactions fortes avec le milieu, c'est-à-dire suivant la dénomination anglo-saxonne, le *jet quenching*) et le nombre de particules de basse impulsion transverse serait plus important ; ces particules proviennent des rayonnements de gluons lors du freinage du parton initial dans le milieu. C'est donc la *modification de la fonction de fragmentation* qui peut nous permettre la mise en évidence un plasma s'il est éventuellement formé. Pour finir, l'un des objectifs principaux de notre étude est de déterminer si la modification de la fonction de fragmentation due à l'atténuation des jets, ou *jet quenching*, est observable avec les détecteurs de l'expérience ALICE, puis de déterminer pour quelle gamme d'énergie (énergie des particules du jet ou énergie du jet)

cette étude est réalisable.

Notre travail de thèse est présenté ici en quatre chapitres : le premier est une introduction à la physique du γ -jet. Le deuxième chapitre présente les outils expérimentaux à disposition pour cette étude. Le troisième chapitre propose une méthode de reconnaissance du photon dans le calorimètre EMCal. Le quatrième chapitre est dédié à la reconstruction du jet, émis à l'opposé du photon γ , dans le détecteur de reconstruction de traces de particules chargées (TPC).

Le premier chapitre présente les caractéristiques des γ -jets, tout d'abord d'un point de vue théorique, puis d'un point de vue expérimental. Cette partie introduit les propriétés des sondes dures et plus particulièrement celles des jets de particules. Puis sont présentés les aspects de la perte d'énergie des partons dans le plasma de quarks et de gluons. Ensuite les caractéristiques des γ -jets sont décrites puis comparées à celles des événements de type jet-jet pour mettre en avant les avantages et inconvénients de ce type d'événements. Pour finir nous proposons un modèle simple afin d'apprécier les capacités d'ALICE pour la détection et la reconstruction des γ -jets.

Dans le deuxième chapitre, l'expérience ALICE au LHC est présentée. Après un bref aperçu de la chaîne d'accélérateurs du CERN, cette partie s'attarde sur la description des détecteurs d'ALICE et plus particulièrement sur EMCal, le calorimètre électromagnétique de grande acceptance. Pour clore ce chapitre, un aperçu des possibilités d'EMCal pour l'étude des sondes dures est proposé.

Le troisième chapitre est consacré à l'identification des particules avec le calorimètre EMCal. Nous y décrivons les techniques utilisées pour différencier les différents types de particules détectées dans EMCal, et notamment les photons qui serviront à l'étude des corrélations γ -jets.

Pour finir, le quatrième chapitre présente la détection et l'étude des γ -jets. Dans un premier temps, les techniques pour différencier un photon direct des autres photons sont rapidement présentées. Puis les méthodes pour reconstruire le jet émis à l'opposé de ce photon sont exposées. Ce travail est d'abord effectué dans le cas de collisions p-p, où une contribution due au bruit de fond est très faible, puis dans celui de collisions Pb-Pb, où l'importance du bruit de fond est une des difficultés majeures rencontrées dans la reconstruction. L'obtention de la fonction de fragmentation est ensuite présentée et les capacités d'ALICE pour l'étude des γ -jets sont commentées.

Nous verrons que cette étude présente un certain nombre de difficultés :

- La détection du photon et son identification : cette identification dans le calorimètre est présentée au chapitre 3. Une analyse de la forme de la gerbe électromagnétique (*shower shape analysis*) et une utilisation des méthodes bayésiennes permettent de différencier les photons des autres types de particules.
- La détection du jet dans un environnement de type ions lourds, où le grand nombre de particules produites rend la détection des jets difficile. Ceci se fait en couplant la reconstruction du photon à des algorithmes de détection de jets, c'est le propos du chapitre 4.
- L'isolement du jet malgré l'influence du bruit de fond, ou la soustraction de la contribution de ce bruit de fond aux valeurs des observables caractéristiques mesurées pour le jet, cette soustraction étant liée aux différents paramètres utilisés lors de sa détection et reconstruction.

Chapitre 1

Les γ -jets pour sonder le plasma

Ce chapitre a pour objectif la présentation des propriétés des événements γ -jets et leur intérêt pour l'obtention d'une distribution de type *hump-backed plateau* [17] dénommée par la suite HBP, une autre représentation de la fonction de fragmentation obtenue par un changement de variable approprié, qui permet d'explorer les aspects de l'atténuation des jets dans le plasma de quarks et de gluons. Ces fonctions donnent la distribution en énergie des particules qui composent un jet et leur modification permet de mettre en évidence la redistribution de l'énergie du jet suite à l'interaction avec un milieu chaud et dense de type plasma de quarks et de gluons.

Dans un premier temps, le cadre théorique des γ -jets est présenté par la définition des **processus durs** et tout particulièrement ceux aboutissant à la création de partons de grande impulsion transverse qui **fragmentent** ensuite pour former des **jets de particules**. Puis, la **perte d'énergie** du parton traversant un plasma de quarks et de gluons avant de fragmenter, est explicitée. Des modèles décrivant cette perte d'énergie sont présentés, notamment ceux qui sont utilisés dans les simulations nécessaires à notre étude. Nous verrons alors que cette perte d'énergie du parton influence la fragmentation en jet de particules et peut être observée expérimentalement par la **modification de la distribution HBP en comparant les collisions p-p et Pb-Pb**.

Les γ -jets, qui sont ensuite définis et décrits, appartiennent à une classe particulière de jets où le processus dur aboutit à la formation d'un parton et d'un photon émis dos-à-dos. L'analyse de ce genre de corrélation permet d'obtenir de façon directe l'énergie du parton qui fragmente ensuite en jet ; cette information est cruciale pour obtenir la distribution HBP. La comparaison entre les propriétés des γ -jets et de la distribution HBP associée, et celles des di-jets, devrait permettre d'apprécier si le recours à l'étude des premiers est avantageuse malgré leur taux de production plus faible.

En deuxième section, les méthodes expérimentales pour l'étude du plasma de quarks et de gluons avec les jets sont présentées. Le principe des accélérateurs est décrit, puis un bref aperçu de l'histoire des jets produits lors des réactions nucléaires induites auprès des accélérateurs est donné. Ensuite, les résultats obtenus par les expériences précédentes sur l'atténuation des jets sont présentés, mettant ainsi en lumière les raisons de l'intérêt de cette sonde pour étudier le plasma de quarks et de gluons.

Dans une troisième section, nous proposerons une **modélisation simple des jets et du bruit de fond dans les collisions d'ions lourds** au LHC (*Large Hadron Collider*,

grand collisionneur de hadrons, une présentation détaillée du LHC est proposée plus loin). Après avoir validé ce modèle simple par comparaison avec des générateurs plus sophistiqués, il sera utilisé pour obtenir une première estimation des possibilités de reconstruction des jets au LHC, notamment pour les limites en énergie des jets et certains paramètres de la méthode de leur reconstruction comme l'ouverture du cône de recherche.

Pour finir, nous concluons sur **l'intérêt de l'étude des γ - jets pour l'obtention de la distribution *HBP* et la mise en évidence de l'atténuation des jets dans un plasma de quarks et de gluons.**

1.1 Phénoménologie des processus durs

Les processus durs sont utilisés pour sonder le plasma de quarks et de gluons formé lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le scénario d'une collision d'ions lourds peut être décrit comme suit : les noyaux, qui ont une vitesse initiale proche de la vitesse de la lumière (c), interagissent au temps $t = 0$. Autre temps d'intérêt τ est défini, dans le repère propre des composants du système formé en expansion, comme : $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$, z étant l'expansion longitudinale. Suivant le modèle de Bjorken [14], le PQG se formerait durant une période de pré-équilibre d'environ $1 \text{ fm}/c$, conduisant à un système thermalisé (en équilibre thermique) de très petite dimension (quelques fm^3). Le temps d'équilibration chimique des quarks légers (u et d) pourrait être du même ordre ou un peu plus long ($\simeq 1$ à $3 \text{ fm}/c$). La durée totale de cette phase PQG devrait être de l'ordre de $10 \text{ fm}/c$. L'étape suivante de ce scénario consiste en un refroidissement du plasma qui va subir une forte expansion hydrodynamique associée à une évaporation de particules à partir de sa surface, avant de se transformer progressivement en un gaz hadronique lorsque la température atteint un seuil critique (T_c). Après cette période de coexistence de phases, lorsque $\tau \simeq 10 - 20 \text{ fm}/c$, le système se trouve sous la forme d'un gaz hadronique qui se détend et se refroidit lui-même fortement, avant de se disloquer en hadrons libres : c'est le gel ou "*freeze out*" (à partir de $20 \text{ fm}/c$) défini en deux instants : celui où la composition chimique du système se fige pour le *freeze out* chimique, puis le moment à partir duquel les hadrons cessent d'interagir entre eux pour le *freeze out* thermique.

1.1.1 Définition

La production de particules et la génération d'énergie transverse dans la région centrale en rapidité¹ lors de collisions d'ions lourds ultra-relativistes, sont généralement comprises comme dues à la combinaison d'effets de deux mécanismes différents. D'une part, il y a, à basse énergie, la contribution de phénomènes dits mous et de nature non perturbative. D'autre part, à grande énergie transverse, ce sont les processus durs qui prédominent. Ces derniers sont bien décrits par des mécanismes perturbatifs.

Plus concrètement, un processus dur est perturbatif où l'échelle de masse est de l'ordre de plusieurs dizaines de GeV. Le parton dur, après interaction, produit un jet de hadrons

¹La rapidité est définie comme $\frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$; E est l'énergie et p_z la composante selon z de l'impulsion de la particule.

par fragmentation. Expérimentalement, ce jet est associé à un groupe de hadrons regroupés dans l'espace de phase. Des jets hadroniques ont été observés dans des collisions p-p à $\sqrt{s} = 1960 \text{ GeV}/c$ dans l'expérience CDF au TEVATRON jusqu'à des impulsions transverses $p_T \sim 550 \text{ GeV}$ [18]. Les processus semi-durs renvoient à des processus transversaux où des partons avec des impulsions de quelques GeV sont produits. Les processus durs sont donc créés aux tout premiers instants de la formation du plasma, lors d'interactions avec un transfert d'impulsion très important.

Le plasma de quarks et de gluons idéal qui, par définition, peut être considéré comme un système de quarks et de gluons interagissant faiblement en équilibre thermique et chimique, pourrait être difficile à atteindre dans les collisions d'ions lourds. Un plasma de quarks et de gluons généralisé, qui peut être défini comme un ensemble de partons déconfinés en interaction avec un système de grande taille et d'une longue durée de vie (plusieurs fm/c), pourrait toutefois être atteint aux énergies du LHC ou du RHIC. Les processus durs sont adaptés pour étudier ce système. Ils dominent ces collisions en terme de taux de production pour les grandes impulsions transverses [19] et permettront de déterminer les conditions initiales du système partonique produit. Leur étude permettra donc de tester la dynamique du parton et le début de l'évolution du plasma de quarks et de gluons. Les termes de **sondes dures** sont alors utilisés.

Il existe plusieurs types de sondes dures :

Photons : Les propriétés du spectre de photons thermiques permettent de déduire la température du milieu dont la valeur permet de tester l'équation d'état QCD de la matière nucléaire [20], mais ce type de photon n'est pas considéré comme faisant partie des sondes dures. Par contre, le spectre de photons directs (issus des processus durs dans la collision) peut être comparé aux prédictions des modèles théoriques pour valider la formation du plasma de quarks et de gluons [21, 22]. Les photons n'interagissent pas ou peu dans le plasma et peuvent donc renseigner sur les premiers instants du plasma permettant ainsi un accès direct à la température du plasma. La collaboration WA98 du SPS a mesuré un excès de photons [23] par rapport à la contribution uniquement due à décroissance de diverses particules. Cet excès de photons s'explique par le fait que le plasma de quarks et de gluons émet un rayonnement électromagnétique qui doit être plus intense que dans le cas d'un gaz hadronique, celui-ci étant plus "chaud". L'expérience PHENIX au RHIC a mesuré la production de photons directs et celle-ci a pu être comparée aux attentes théoriques dans le cas de la formation d'un plasma de quarks et de gluons [24]. PHENIX a aussi mesuré une augmentation, en fonction de la centralité de la collision, du rapport entre les photons directs et les pions neutres à grande impulsion transverse [25, 26]. Cette augmentation peut s'expliquer par la suppression des pions neutres dans les collisions les plus centrales, où un plasma de quark et de gluons est attendu. Cette suppression à grande impulsion transverse est due à l'atténuation de jets présentée un peu plus loin.

Quarkonia : Certains processus durs aboutissent à la création d'états liés de quarks lourds (quarkonia) comme les états liés $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ (J/ψ). Si un plasma de quarks et de gluons est formé, la grande densité de couleur écrante l'interaction entre les quarks lourds $c\bar{c}$ (écranage de couleur). Ccelui-ci diminue la formation de paires $c\bar{c}$: les

quarks c et \bar{c} se recombinent avec les autres quarks environnants pour former des états $\bar{c}u$, $c\bar{u}$, $\bar{c}d$, $c\bar{d}$, $\bar{c}s$, $c\bar{s}$. L'expérience NA50 au SPS a comparé, lors de collisions Pb-Pb à $\sqrt{s} = 17,3$ GeV, la production de J/ψ normalisée à la production attendue en tenant compte des effets nucléaires froids, production dite normale, en fonction de la densité d'énergie pour différentes collisions. Une suppression "anormale" du J/ψ est observée pour une densité d'énergie de l'ordre de $2,2$ GeV/fm³ [27]. L'expérience PHENIX au RHIC a mesuré le taux de production de J/ψ dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV, donc à une densité d'énergie 10 fois supérieure à celle atteinte au SPS. Les taux de production de J/ψ ont été comparés pour les collisions p-p et les collisions d'ions lourds. Le rapport de ces taux en fonction du nombre de participants (nombre de partons participant lors de la collision) montre une suppression du taux de production de J/ψ dans les collisions d'ions lourds [28], par rapport à ce taux de production dite normale. Il n'est pas possible de statuer actuellement entre les différents modèles décrivant cette suppression, mais tous reposent sur l'existence d'un plasma de quarks et de gluons, ou du moins d'un milieu suffisamment chaud et dense.

Les particules de grand p_T et les gerbes de particules : La suppression de particules de grand p_T dans le milieu peut révéler une perte d'énergie dans la matière dense et signer le déconfinement du système partonique. Les gerbes de particules peuvent alors être utilisées pour faire une tomographie² du milieu [29, 30, 31]. Les gerbes de particules sont issues de la fragmentation d'un parton issu des collisions initiales (de type $p + p \rightarrow p + X$). Il est notamment possible d'avoir dans le canal de sortie deux partons (deux jets dos-à-dos) ou un parton plus un photon (γ -jet). Nous verrons que les événements de type γ -jets sont plus rares que les événements à deux jets (di-jets). Cette suppression des particules de grand p_T a été observée à RHIC [29] et nous y reviendrons en détail.

Notre étude portera sur le dernier type de sonde, à savoir la perte d'énergie des particules de grand p_T dans le milieu. Nous nous intéresserons tout particulièrement à l'atténuation des gerbes de particules, notamment dans le cas des γ -jets. Le photon γ traverse le milieu sans interagir alors que le parton interagit fortement avec le milieu. La gerbe de particules qui résulte de son hadronisation garde la mémoire de cette interaction : les caractéristiques de la fragmentation en sont modifiées. C'est ce que la partie suivante se propose d'expliquer.

1.1.2 Fragmentation et perte d'énergie des jets

La propagation de partons à travers la matière partonique dense modifie l'impulsion transverse du parton, du fait de la perte d'énergie induite par les radiations de gluons : les jets sont atténués. Cette interaction réduit la coplanarité et l'égalité en énergie des deux jets émis dos-à-dos, en raison des diffusions multiples. Ils peuvent être étudiés expérimentalement en mesurant la perte d'énergie totale et l'élargissement de la dynamique transverse des impulsions des partons. Ces effets sont liés à la densité du milieu que le

²Reconstruction du volume d'un objet à partir d'une série de mesures déportées à l'extérieur de cet objet.

parton traverse. Cette observable est donc très pertinente pour sonder le plasma de quarks et de gluons.

Le jet identifié peut contenir des hadrons à la fois de la fragmentation du parton initial et du rayonnement de gluons. Par conséquent, l'énergie totale du jet est généralement inchangée, mais la distribution en impulsion des hadrons dans le jet est modifiée, c'est-à-dire que la fonction de fragmentation et le profil du jet sont modifiés. Par la suite, l'impulsion transverse des particules est utilisée pour étudier les particules créées dans le repère du centre de masse. Pour étudier l'atténuation des jets, ou *jet quenching*, la distribution en p_T des hadrons dans un jet peut être mesurée. La suppression des hadrons de grand p_T explique l'atténuation des jets. La mesure de l'énergie du jet pose des problèmes expérimentaux (acceptance et efficacité des détecteurs), et le choix de l'estimateur de l'impulsion transverse du jet (ou du parton initial à l'origine de ce jet) est un paramètre de première importance pour déterminer la fonction de fragmentation.

D'un point de vue théorique, la fonction de fragmentation dans le vide d'un parton p d'énergie E_p en un hadron h d'énergie E_h à une fraction d'énergie x et une échelle de moment Q peut être définie comme :

$$D_{h/a}^0(x, Q^2). \quad (1.1)$$

Ce facteur d'échelle d'énergie Q prend en compte l'ouverture angulaire dans la mesure des jets :

$$Q = M_{jj}/2 \times \sin \theta_c \quad (1.2)$$

où M_{jj} est la masse des deux jets et θ_c l'ouverture angulaire du cône défini afin de permettre la reconstruction du jet.

La variable x peut être définie de plusieurs façons. L'une des plus courantes est de la définir comme le rapport :

$$x = \frac{E_h}{E_p} \quad (1.3)$$

qui peut être compris comme étant la part de l'énergie du parton initial emportée par le hadron issu de la fragmentation du parton. Dans le cas simple des collisions e^+e^- , le dénominateur est l'énergie du faisceau, E_f :

$$x = \frac{2 \times E_h}{\sqrt{s}} = \frac{E_h}{E_f}. \quad (1.4)$$

Pour pouvoir étudier plus précisément les petites valeurs de x , la variable ξ est définie comme :

$$\xi = \ln \frac{1}{x}, \quad (1.5)$$

permettant ainsi de dilater la région des petites valeurs de x pour une meilleure observation. Ainsi les petites valeurs de x correspondent aux grandes valeurs de ξ et inversement.

Expérimentalement, cette fonction de fragmentation est définie comme dN/dx et la distribution $dN/d\xi$ est appelée distribution de type HBP, nom dérivé, comme nous l'avons

déjà signalé, de l'appellation anglo-saxonne *hump-backed plateau*. Ces distributions sont à déterminer pour des gammes en énergie de jet réduites et des ouvertures angulaires de mesure de jets définies pour limiter la dépendance en Q .

1.1.3 Modélisation de la perte d'énergie

Les interactions correspondant aux grandes valeurs de x sont dominées par le phénomène d'hadronisation : la fonction de fragmentation D est une quantité hors d'atteinte des calculs perturbatifs. Aux petites valeurs de x , D est pilotée par le rayonnement calculable de manière perturbative. L'hadronisation y est décrite de manière simple par l'hypothèse *LHPD* (*Local Hadron Parton Duality*) [32].

Afin de déterminer l'ordre de grandeur des limites pour lesquelles il sera possible de travailler, ce modèle simple de fragmentation est utilisé, avec des fonctions paramétrées avec peu de variables. Cette hypothèse LPHD donne la forme de la fonction de fragmentation en fonction de ξ . La distribution inclusive des partons est prédite suivre une évolution de forme gaussienne en fonction de ξ avec un pic positionné en $\sim 0,5 \ln(E_{\text{jet}})$ et une largeur proportionnelle à $[\ln(E_{\text{jet}})]^{3/4}$. Cette forme de type HBP, appelée alors *hump-backed plateau* ou plateau à bosse, est l'une des prédictions majeures de la théorie QCD perturbative [32].

Cette représentation simple suivant une distribution gaussienne peut être utilisée pour déterminer la gamme en impulsions transverses sur laquelle il est possible de travailler. C'est le propos de la partie 1.3. Pour effectuer une mesure de jets et observer l'effet du milieu sur la fragmentation des partons, deux gammes en x peuvent être distinguées :

- Les grandes valeurs de x où une diminution du nombre de hadrons est attendue du fait de la perte d'énergie par interaction avec le milieu, mais les statistiques sont faibles.
- Les petites valeurs de x où une augmentation du nombre de hadrons de basse énergie provenant des radiations de gluons est attendue. Ces hadrons seront noyés dans le bruit de fond produit par les autres particules créées à plus basse énergie lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

Une telle perte d'énergie a déjà été observée pour les hadrons de grande impulsion transverse à RHIC [33]. Différents modèles proposent d'expliquer ce phénomène d'atténuation des jets. Nous proposons ici de les classer en deux catégories : ceux basés sur une perte d'énergie due à des processus radiatifs, et ceux basés sur des phénomènes collisionnels. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux processus radiatifs qui dominent pour la perte d'énergie. Pour ces processus radiatifs (perte d'énergie inélastique), nous présenterons trois types de modèles :

- Approche basée sur l'effet LPM, et notamment le modèle BDMPS dont découle *PYQUEN* (*PYTHIA QUENCHING*) [34] utilisé dans nos simulations ;
- Approche basée sur l'expansion d'opacité ;
- Approche basée sur la "twist expansion" ;

Les deux derniers modèles sont discutés car le deuxième utilise un jeu de paramètres réduit ; le troisième est utilisé pour l'obtention d'une figure de modification du *hump-backed plateau* qui sert de référence (figure 1.4).

Il existe un grand nombre d'autres modèles proposés pour expliquer et prédire la perte d'énergie dans un plasma de quarks et de gluons et la sélection présentée ici ne donne qu'un aperçu des différents types de modèles.

Approche basée sur l'effet LPM

Dans les modèles de perte d'énergie basés sur l'effet LPM (Landau, Pomeranchuk, Migdal, voir annexe A.4), le parton de grande impulsion transverse traverse une cible épaisse. Le parton émet des gluons "mous" qui interfèrent de manière cohérente sur des charges de couleur indépendantes du milieu (voir la figure 1.1).

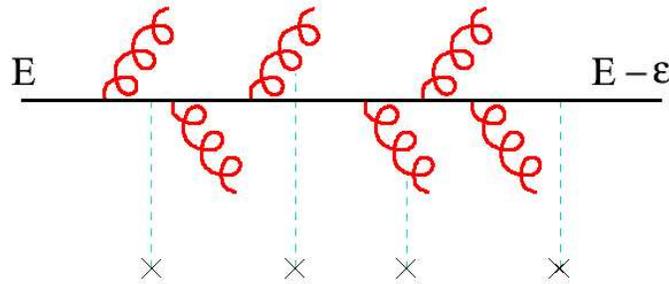


FIG. 1.1 – Nombreuses collisions molles du parton dur.

Ceci amène une modification du spectre des particules émises dans le milieu, cette modification pouvant être utilisée pour caractériser le milieu formé.

Soit :

$$\lambda \gg 1/\mu \quad (1.6)$$

où λ est le libre parcours moyen et μ est la masse d'écrantage, une échelle caractérisant le milieu correspondant à la valeur moyenne de l'impulsion induite par le milieu, transférée au projectile. Cette hypothèse est implicite dans tous les modèles de perte d'énergie.

Les gluons interfèrent de manière cohérente si l'épaisseur traversée dans le milieu est inférieure à la longueur de cohérence des gluons émis :

$$l_{\text{coh}} \sim \frac{2\omega}{N_{\text{coh}}\mu^2} \leq L \quad (1.7)$$

où l_{coh} est la longueur de cohérence du gluon émis, L , la taille du milieu et N_{coh} le nombre de centres diffuseurs (charges de couleur indépendantes du milieu)

et

$$l_{\text{coh}} = \sqrt{\frac{2\omega\lambda}{\mu^2}}. \quad (1.8)$$

Le milieu est alors caractérisé par le coefficient de transport $\hat{q} \equiv \mu^2/\lambda$. L'effet LPM affecte les gluons en impliquant que $\omega \leq \omega_c \equiv 1/2 \hat{q}L^2$, ω_c correspondant à l'énergie caractéristique du gluon émis. La condition $\omega \leq \omega_c$ impose des contraintes sur la probabilité d'émission via la quantité sans dimension R :

$$R = \omega_c L = \frac{1}{2} \hat{q} L^3. \quad (1.9)$$

La variable R a été introduite comme "paramètre de densité" par Salgado et Wiedemann [35].

Étudier les spectres des particules issues du parton qui a traversé le milieu et a interagi avec celui-ci, ainsi que le spectre des particules issues des radiations de gluons, doit donc nous permettre de remonter aux caractéristiques du milieu. Les radiations de gluons ont, dans cette approche, une impulsion maximale liée à la valeur du coefficient de transport et au carré de la taille du milieu. L'atténuation des particules dans ce milieu est donc directement fonction de ces deux paramètres (L et \hat{q}) qui sont à calculer précisément pour comparer les modèles aux mesures expérimentales. Des valeurs de \hat{q} ont été prises entre 4 et 14 GeV²/fm pour reproduire les données de RHIC [36]. Au LHC les valeurs attendues pour \hat{q} peuvent varier entre 50 et 100 GeV²/fm [37]. Cette valeur serait de 0,05 GeV²/fm pour la matière nucléaire froide [38].

La fragmentation du parton est modifiée par la présence d'un milieu dense et chaud. Ce parton de grande impulsion transverse issu de processus durs hadronise et fragmente en donnant ensuite un jet ; ce sont les événements qui nous intéressent pour la suite de notre étude.

Le **modèle BDMPS** (Baier-Dokshitzer-Mueller-Peigné-Schiff) utilise cette approche et nous intéresse tout particulièrement car il a pu être intégré dans des codes Monte-Carlo développés par la collaboration ALICE et utilisé pour la simulation des effets d'atténuation des jets dans les collisions d'ions lourds. Nous utilisons dans notre étude ce genre d'outils.

Modèle BDMPS Ce modèle repose sur l'approximation des diffusions multiples pour le spectre de radiation inclusif [39, 40]. Les deux paramètres ω_c et R déterminent la distribution en énergie des gluons émis :

- ω_c donne l'échelle de la distribution.
- R donne la forme pour la région $\omega < \omega_c$.

Le cas BDMPS-Z correspond à $R \rightarrow \infty$, donc à un milieu de taille infinie. Dans ce cas :

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \omega \frac{dI}{d\omega} \simeq \frac{2\alpha_s C_R}{\pi} \begin{cases} \sqrt{\frac{2\omega_c}{2\omega}} & \text{pour } \omega < \omega_c \\ \frac{1}{12} \left(\frac{2\omega_c}{2\omega}\right)^2 & \text{pour } \omega \geq \omega_c \end{cases}$$

et C_R est la constante de couplage ou facteur de Casimir entre les partons considérés dans le milieu (4/3 pour les quarks et 3 pour les gluons). À la limite des partons initiaux de très grande énergie $E \gg \omega_c$, l'intégrale de la distribution d'énergie des gluons émis donne la perte d'énergie moyenne du parton :

$$\langle \Delta E \rangle_{R \rightarrow \infty} = \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^\infty \omega \frac{dI}{d\omega} d\omega \propto \alpha_s C_R \omega_c \propto \alpha_s \hat{q} L^2. \quad (1.10)$$

L'intégrale est dominée par la région $\omega < \omega_c$ et la perte moyenne d'énergie d'un parton dans le milieu peut être calculée, ainsi que le spectre des radiations de gluons induites.

La perte d'énergie moyenne dépend donc de :

- α_s (typiquement 0,3) ;
- C_R et plus largement par un facteur 9/4 pour les gluons par rapport aux quarks ;
- \hat{q} le coefficient de transport dans le milieu ;
- L^2 le carré de la "taille du milieu".

Par contre elle est indépendante de l'énergie initiale du parton (E). Il est à noter que d'après un modèle de Gyulassy [41] découlant de BDMPS, il pourrait y avoir une dépendance logarithmique en E .

Ce modèle permet ainsi de déterminer la perte d'énergie d'un parton qui traverse le milieu ainsi que la distribution en énergie des radiations de gluons induites par le freinage de ce parton dans ce milieu qui conduit à une **modification de la fragmentation d'un parton traversant un plasma de quarks et de gluons**. Elle se traduit par une modification du spectre des particules issues des collisions d'ions lourds susceptibles de former un plasma de quarks et de gluons, comparées à des collisions d'éléments plus légers pour lesquelles la formation d'un plasma de quarks et de gluons n'est pas attendue. Ce modèle permet de calculer la modification de la fonction de fragmentation des jets telle qu'elle est présentée dans la partie 1.1.4. Il est ainsi possible d'effectuer une mesure expérimentale de la fonction de fragmentation et de la comparer aux modèles pour déterminer les paramètres du milieu formé [42].

Des modèles découlant de cette approche ont été utilisés pour implémenter une simulation des effets d'atténuation des jets ou *quenching* pour les générateurs usuels d'ALIROOT (voir l'annexe A.7.1), qui est l'environnement logiciel, "*framework*", pour ALICE. Nous utiliserons l'un d'eux, *PYQUEN* [34], PYthia QUENching, pour la prise en compte de l'effet d'atténuation des jets dans nos simulations. Ce modèle est proposé pour un milieu qui évolue dans le temps. Il utilise un certain nombre de paramètres pour déterminer la perte d'énergie des particules dans le plasma ainsi que la distribution des particules issues des radiations de gluons. Voici une liste non exhaustive des paramètres utilisés par *PYQUEN* :

- Z , le numéro atomique des noyaux qui entrent en collision ;
- b , le paramètre d'impact de la collision.
- T_0 , la température initiale du plasma de quarks et de gluons dans les collisions centrales Pb-Pb à rapidité nulle (pour les autres centralités et/ou numéros atomiques, c'est à partir des conditions précédentes que les nouvelles valeurs sont calculées). La valeur de T_0 peut être choisie entre 0,2 et 2 GeV, celle-ci étant par défaut égale à 1 GeV.
- τ_0 , le temps de formation du plasma de quarks et de gluons. Il peut varier entre $0,01 < \tau_0 < 10$ fm/ c . La valeur par défaut est égale à $\tau_0 = 0,1$ fm/ c .
- n_f , le nombre de saveurs de quarks (0,1,2 ou 3). Par défaut cette valeur est de 0.

Ces conditions sont censées permettre de reproduire les conditions de perte d'énergie telles qu'elles sont attendues au LHC. Ce modèle a été testé en le comparant avec les données de RHIC pour la perte d'énergie des particules [34].

Approche basée sur l'extension d'opacité

Le parton de grande impulsion transverse interagit avec une cible mince. Dans une telle interaction, la perte d'énergie résulte d'une superposition incohérente de très peu de diffusions dures le long du parcours. Le spectre en énergie des gluons par unité de parcours est alors :

$$\omega \frac{dI}{d\omega dz} \simeq \frac{L}{\lambda} \frac{\alpha_s}{l_{\text{coh}}} \simeq \frac{L}{\lambda} \alpha_s \frac{\mu^2}{\omega} \neq \alpha_s \sqrt{\frac{\hat{q}}{\omega}} \text{ avec LPM} \quad (1.11)$$

où $L/\lambda = \chi$ est l'opacité qui correspond au nombre de collisions incohérentes et les autres paramètres sont ceux définis pour le modèle BDMPS.

Ceci amène une perte d'énergie ΔE proportionnelle à L^2 (pour un milieu statique), comme le propose le modèle GLV (Gyulassy, Levai, Vitev) [41, 43] en utilisant trois paramètres : μ , L et L/λ la densité (linéaire) de centres diffuseurs.

Avec GLV, les gluons émis sont limités à $\omega > \mu \approx 500$ MeV, valeur de la masse d'écrantage. La perte d'énergie est dominée par l'influence des gluons énergétiques $\omega \geq \bar{\omega}_c = 1/2\mu^2 L$, ce qui est tout à fait différent de l'approche LPM où les gluons tels que $\omega < \omega_c$ sont majoritaires. Dans le cas GLV, peu de gluons (de l'ordre de 3) sont émis par le parton rapide.

Approche basée sur la "*twist expansion*"

En QCD, une section efficace peut être développée en puissance de $1/q^2$ où q est l'impulsion échangée. Il s'agit de la méthode dite "*twist expansion*" [44] (expansion twistée). Dans le vide, les termes du développement d'ordre élevé sont supprimés. Mais dans le milieu, ces termes peuvent être augmentés en $A^{1/3}/q^2$; ceci permet un calcul systématique de la perte d'énergie, formulée en terme de modification de la fonction de fragmentation dans le milieu [45]. Une évolution de ces fonctions est proposée avec DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi; voir annexe A.5). Les paramètres de tels modèles sont μ et T .

Ces modèles sont basés sur la modification des fonctions de distribution de partons (*modified parton splitting*) :

$$P_{qq}(x) = C_F \left[\frac{2(1 + f_{\text{med}})}{1 - x} - (1 + x) \right] \quad (1.12)$$

où f_{med} est le seul paramètre de cette approche et $f_{\text{med}} = 0$ dans le cas d'absence de milieu.

Cette modification des fonctions de distribution de partons entraîne un changement des distributions longitudinales de particules dans un jet, telles que calculées en utilisant l'approche *MLLA* (*Modified Leading Logarithmic Approximation of QCD*) et une modification de la fragmentation des jets. Ce modèle est celui qui est utilisé pour réaliser la figure 1.4 qui sert de référence pour illustrer la modification de la fragmentation des hadrons en jet du fait de la présence d'un milieu chaud et dense de type plasma de quarks et de gluons.

Remarques sur les modèles de perte d'énergie inélastique

Tous les partons ne perdent pas la même quantité d'énergie, même en traversant la même distance dans le milieu (L) ; l'importance de l'atténuation ou son poids (*quenching weight*) qui est la probabilité de perdre une énergie donnée doit être prise en compte, un calcul de l'importance de l'atténuation est proposée dans [39]. La figure 1.2 montre un exemple de calcul de *quenching weight*. Le milieu traversé n'est pas statique, mais en expansion, ce qui conduit à une redéfinition ($\hat{q} \rightarrow \hat{q}_{\text{eff}}$) des paramètres, et à une introduction de nouveaux paramètres (T_0 , la température initiale par exemple), ou à un changement d'échelle des propriétés ($\Delta E_{\text{GLV}} \propto L^2$ au lieu de L). Un modèle de perte d'énergie doit être complété par d'autres effets pour permettre une comparaison aux données :

- Fonctions de distribution de partons dans le noyau (*shadowing*, effet Cronin...).
- Section efficace de production.

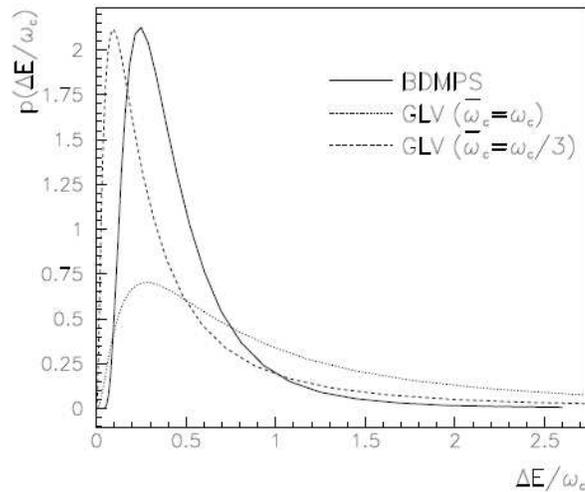


FIG. 1.2 – Comparaison des *poids de quenching* pour un système de taille infinie calculé avec les modèles GLV et BDMPS. La perte d'énergie est mise à l'échelle de l'énergie moyenne des gluons rayonnés ω_C . Figure issue de [39]

1.1.4 Mesurer la perte d'énergie : distribution HBP

Nous cherchons plus à montrer la re-distribution en impulsion des particules qui composent le jet que la simple perte d'énergie de ces gerbes de particules. Un outil adéquat pour mettre en évidence cet effet est la mesure de la modification de la fonction de fragmentation. L'idée est d'établir la fonction de fragmentation des jets dans le cas où un milieu dense de quarks et de gluons déconfiné est formé, puis de comparer cette fonction de fragmentation à celle de jets qui sont produits dans le cas où ce milieu n'est pas formé. C'est la comparaison de ces deux fonctions de fragmentation qui sera utilisée pour explorer la redistribution de l'énergie dans le jet.

Cette fonction de fragmentation est définie comme précédemment par $D(E) = dN/dE$. Du fait de sa seule dépendance en fonction de l'impulsion transverse, elle peut s'écrire :

$$D(x) = dN/dx \quad (1.13)$$

où x est :

$$x = \frac{p_T(h)}{p_T(p \text{ initial})} = \frac{p_T(h)}{p_T(\text{jet})} \quad (1.14)$$

Cette fonction donne la distribution de la variable x qui est le rapport entre l'impulsion transverse des hadrons issus de la fragmentation du parton initial et l'impulsion transverse de ce dernier (celui qui est à l'origine des hadrons de fragmentation) (figure 1.3 issue de [37]).

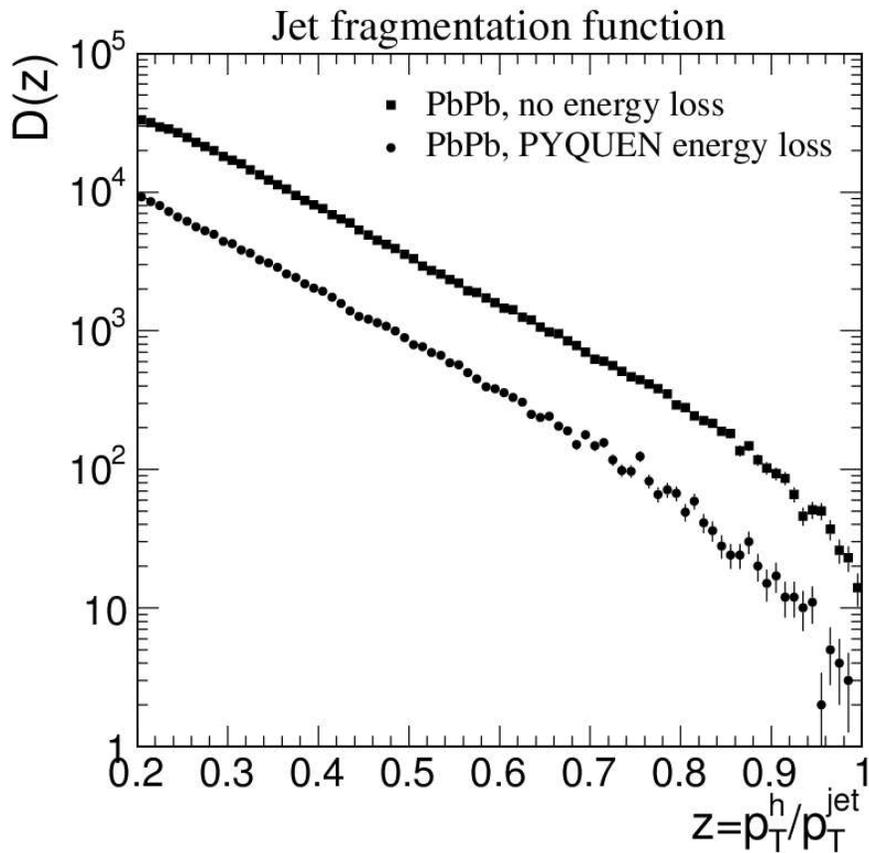


FIG. 1.3 – Fonction de fragmentation $D(z)$ en collisions Pb-Pb. Sans prise en compte de la perte d'énergie (carrés) et avec perte d'énergie selon le modèle *PYQUEN* (cercles) ce dernier cas correspondant à l'effet du plasma de quarks et de gluons. Sur cette figure la variable z correspond à x dans le texte. Figure issue de [37]

Cependant la définition que nous avons donnée de la fonction de fragmentation n'est pas universelle d'un type de collision à l'autre. Par exemple, pour les systèmes e^+e^- , l'extraction de ces grandeurs ne passe pas par la recherche d'un jet et la valeur de x est

définie comme : $x = p_T(h)/0,5 E_{CM}$ où E_{CM} est l'énergie dans le centre de masse des particules en collision. Dans le cas des collisions hadron-hadron, ces définitions sont plus complexes : l'énergie du faisceau utilisé pour les collisions ne renseigne pas directement sur l'impulsion du parton qui est à l'origine de la formation de la gerbe de particules. Ne connaissant pas l'énergie initiale du parton, il est nécessaire d'utiliser une technique de reconstruction des jets pour déterminer les particules issues de la fragmentation d'un unique parton et les différencier des autres particules, puis de déterminer l'énergie du parton initial en cherchant l'énergie du jet. En effet, l'énergie du jet et sa direction sont directement liées à l'énergie et la direction du parton qui est à l'origine du jet (conservation de l'énergie et de l'impulsion).

Une autre représentation de la fonction de fragmentation permet de mettre l'accent sur les petits x . C'est la représentation par une distribution *HBP* obtenue, à partir de la fonction de fragmentation, en effectuant le changement de variable définie par l'expression suivante :

$$\xi = \ln\left(\frac{1}{x}\right). \quad (1.15)$$

L'avantage de cette représentation dN/ξ est de mettre en exergue les valeurs correspondantes de x pour lesquelles il y a un changement entre la diminution du nombre de particules à grands p_T (grands x et petits ξ) et l'augmentation du nombre de particules à petits p_T (petits x et grands ξ). La figure 1.4 montre la modification d'une fonction *HBP* obtenue dans le cadre de simulations suivant le modèle MLLA [17].

Les distributions *HBP* mesurées par les collaborations OPAL et TASSO présentent une forme approximativement gaussienne. Ces expériences sur des collisions e^+e^- montrent une distribution *HBP* sans modification du milieu. A ces points expérimentaux sont ajoutées les courbes des modèles MLLA de distributions *HBP* correspondantes, à chaque énergie de jets. Sans la présence du milieu, les courbes théoriques (notées *in vacuum*, dans le vide) suivent de manière satisfaisante les points expérimentaux. Si maintenant la prise en compte d'un milieu est faite (courbes notées *in medium*, dans le milieu), une modification de la distribution *HBP* apparaît du fait de la présence du milieu.

En s'intéressant tout particulièrement aux résultats expérimentaux de OPAL (jets de 100 GeV), la courbe modélisée de la distribution *HBP* dans le vide (*in vacuum*) est une fonction gaussienne qui reproduit fidèlement les données. Si maintenant la prise en compte de l'atténuation des jets due à un milieu est réalisée, la modification de la distribution *HBP* porte sur deux zones :

- Pour les petits ξ (au-dessous de 2,5), la distribution *HBP* avec prise en compte du milieu (ligne pointillée) est au-dessous de celle dans le vide (ligne pleine). Il y a sous-production de particules dans cette gamme de ξ (c'est-à-dire une sous-production de particules de grand p_T) qui correspondent aux particules de grand p_T qui ont été freinées dans le milieu, et sont donc moins nombreuses.
- Pour les grands ξ (au-dessus de 2,5), la distribution *HBP* avec prise en compte du milieu est au-dessus de celle dans le vide. Il y a surproduction de particules dans cette gamme de ξ (c'est-à-dire une surproduction de particules de petits p_T) qui correspondent aux radiations de gluons et aux particules de plus grand p_T qui ont été freinées et ont donc une impulsion plus faible.

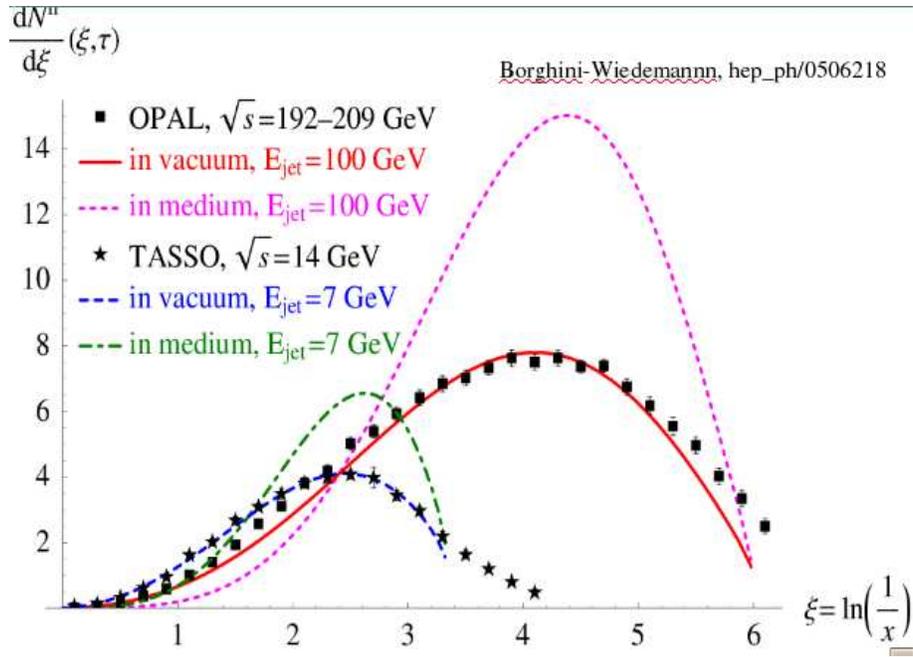


FIG. 1.4 – Distributions *HBP* mesurées par les collaborations OPAL et TASSO comparées aux prédictions du modèle MLLA avec et sans la prise en compte d'un milieu.

La valeur en ξ pour laquelle la distribution *HBP* atteint son maximum est peu modifiée et présente un faible décalage vers des valeurs supérieures de ξ . Si l'énergie totale est inchangée, le nombre total de particules est modifié : il y a plus de particules en présence du milieu de type plasma de quarks et de gluons, du fait des radiations de gluons lors du freinage du parton de grande impulsion transverse ; l'énergie du jet est répartie différemment par la présence du milieu. Si le jet est formé dans le vide, l'énergie du jet est principalement portée par quelques particules de grand p_T . Avec la présence d'un milieu chaud et dense de partons déconfinés, l'énergie du jet est redistribuée vers les particules de bas p_T qui sont alors plus nombreuses. La multiplicité du jet est alors modifiée, le nombre de particules composant le jet augmente.

L'obtention expérimentale de ces fonctions se heurte à un certain nombre de difficultés liées à la détermination de l'énergie du parton initial ou au bruit de fond.

Énergie du parton initial

La définition de x dans l'équation 1.14 nécessite de connaître $p_T(h)$ et $p_T(p \text{ initial})$. La mesure de $p_T(h)$, l'impulsion transverse d'un des hadrons du jet issu de la décroissance du parton initial, est faite grâce à la détection et à la reconstruction des hadrons chargés dans des détecteurs de reconstruction de traces de particules chargées (comme la TPC d'ALICE qui sera décrite plus loin). Ce n'est pas la difficulté majeure pour obtenir x . L'obtention de la valeur $p_T(p \text{ initial})$ est beaucoup plus délicate. En effet, il est impossible

de détecter ce parton initial, donc il est nécessaire d'obtenir son impulsion transverse via des moyens indirects. Cette valeur peut facilement être obtenue dans le cas des collisions e^+e^- , comme cela est expliqué au paragraphe 1.1.2, mais nous cherchons ici à faire cette mesure dans le cas de collisions entre hadrons. Une solution peut être de considérer que cette impulsion est la somme des impulsions des particules qui composent le jet selon l'équation :

$$p_{T\text{jet}} = \sum_{i \in \text{jet}} p_{Ti} \quad (1.16)$$

Mais, d'un point de vue expérimental, il n'est pas possible d'obtenir de façon satisfaisante l'impulsion transverse d'un jet de cette façon. Du fait de l'acceptance limitée des détecteurs et que toutes les particules ne sont pas forcément détectées ou n'interagissent pas forcément avec les détecteurs, il n'est pas possible d'obtenir correctement cette valeur. De plus, la détection expérimentale des particules constituant le jet est entachée d'une erreur. La résolution en énergie des particules, l'acceptance géométrique limitée ainsi que la détection délicate des hadrons neutres rendent insatisfaisante la mesure de l'énergie du jet par cette méthode. La thèse de Loizides [46] présente les algorithmes de reconnaissance de jet qui utilisent cette méthode pour déterminer son énergie. En suivant cette technique, la résolution en énergie du jet est de l'ordre de 25%.

Bruit de fond

Pour reconstruire les jets, les algorithmes présentés dans la partie 1.2.1 cherchent des maxima d'énergie dans une zone de l'espace de phase définie en (η, ϕ) . Dans le cas des collisions Pb-Pb, un grand nombre de particules est créé et le bruit de fond qui en résulte n'est pas uniforme ou isotrope. Les fluctuations de ce bruit de fond vont poser un problème pour déterminer la position d'un éventuel jet. Elles peuvent amener à la détection d'un faux jet. De plus nous verrons que ce bruit de fond a aussi une incidence sur la reconstruction de $p_T(h)$ pour les particules du jet. Il faudra déterminer, pour les particules dans l'axe du jet, quelles sont les particules qui proviennent du parton initial qui a fragmenté, et quelles sont les particules qui proviennent du bruit de fond. Cette différenciation n'est pas réalisable particule par particule, et il faudra définir une méthode pour soustraire l'effet provenant de ces particules du bruit de fond sur les mesures de fonction de fragmentation et de distribution *HBP* que nous cherchons à effectuer.

Une solution serait de pouvoir à la fois avoir un meilleur estimateur de l'énergie du jet et en plus de pouvoir mieux situer dans l'espace le jet (en contraignant sa position dans certaines directions). Les γ -jets, qui sont des corrélations de photons et de jets émis approximativement à l'opposé l'un de l'autre dans le repère du centre de masse de la collision, peuvent répondre à ces critères et permettre une mesure plus précise de la fragmentation des jets en fixant l'énergie du hadron émis en face du γ .

1.1.5 γ -jets

Comme nous l'avons vu précédemment, l'étude des jets nécessite d'estimer précisément l'énergie et la position de ces gerbes de particules. Les difficultés expérimentales pour

obtenir ces informations peuvent être palliées en utilisant les événements rares que sont les γ -jets.

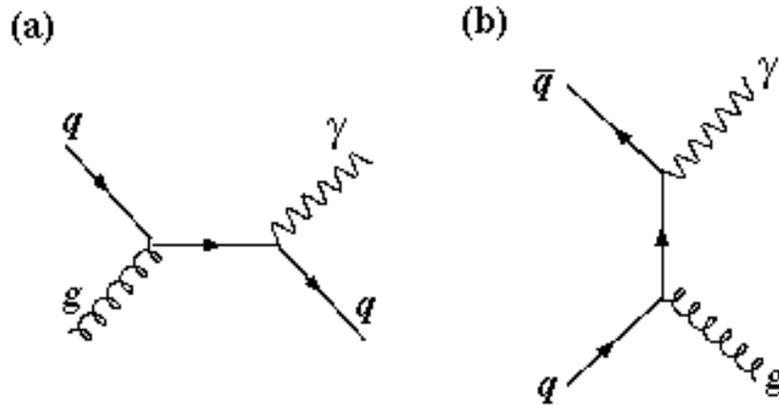


FIG. 1.5 – Diffusion Compton et annihilation.

Mécanismes de production des γ -jets

Dans un processus dur lors d'une collision (p-p ou Pb-Pb), deux partons vont interagir. Mais les interactions entre partons ne sont pas limitées aux quarks de valence : il peut y avoir interaction entre un quark de valence avec un gluon ou même avec un anti-quark \bar{q} qui se trouve dans la "mer de quarks". Ces réactions peuvent être de simples diffusions entre deux quarks, deux gluons, ou entre un quark et un gluon. Les collisions inélastiques qui permettent la création de photons sont du type :

$$p + p \longrightarrow \gamma + X \quad (1.17)$$

où X est n'importe quel autre résidu de la réaction.

Plusieurs types de photons sont définis selon l'origine de leur formation :

- Les *photons prompts* (cf. figure 1.6) émis par un mécanisme dur de type parton-parton ;
- Les *photons issus de fragmentation de partons* (cf figure 1.7) ;
- Les *photons issus de décroissance* des hadrons (principalement π^0 , η).

Les photons prompts sont émis au moment même de l'interaction et possèdent une grande impulsion transverse. Ce sont ces photons qui sont intéressants pour l'étude du plasma de quarks et de gluons, puisqu'ils nous renseignent directement sur l'état de la matière au moment de la collision. Ils n'interagissent pas avec le milieu et, leur énergie initiale restant intacte, il est possible d'étudier les modifications du parton émis à l'opposé en étant renseigné sur l'énergie initiale de ce parton. Il s'agit des photons γ produits dans les processus suivants :

- * Diffusion Compton : $q + g \longrightarrow \gamma + q$: figure 1.5 gauche.
- * Annihilation : $q + \bar{q} \longrightarrow \gamma + g$: figure 1.5 droite.

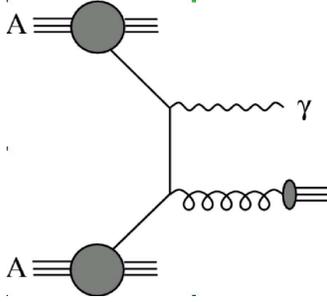


FIG. 1.6 – Processus générant des photons prompts.

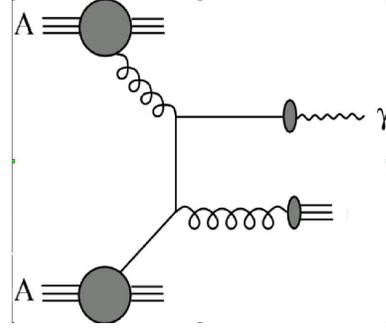


FIG. 1.7 – Processus générant des photons de décroissance.

Contrairement aux photons prompts, les photons de fragmentation et de décroissance peuvent être affectés par le milieu. Les photons prompts, ainsi que les photons de fragmentation, seront appelés *directs* et seront "opposés" aux photons de décroissance. Ce regroupement en photons directs est dû au fait que les photons prompts sont expérimentalement très difficiles à isoler, comme nous le verrons par la suite. Les photons de fragmentation, issus de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon, sont émis peu après la collision (1 fm/c), et les photons de décroissance sont émis bien plus tard au cours de la réaction (à partir de 10^5 fm/c).

Par la suite, nous nous focaliserons donc sur les processus de production des photons directs puis plus particulièrement sur la production des photons prompts.

1.1.6 Outils théoriques : pQCD LO et NLO

La théorie de la QCD perturbative ou pQCD permet les calculs de sections efficaces de production de photons à l'ordre NLO (*Next to Leading Order*). Pour comprendre certains des ingrédients de tels calculs, regardons le premier ordre LO (*Leading Order*) [47], auquel le calcul des sections efficaces de production des photons directs peut être effectué plus aisément.

Il existe plusieurs processus élémentaires contribuant à la section efficace de production de photons. Deux processus, vus précédemment, contribuent à la production de photons prompts :

- Diffusion Compton : $q + g \rightarrow \gamma + q$ (illustrée par la figure 1.5-a)

Dans le cas où le quark u provient du proton "projectile" et que le gluon provient d'un proton "cible", la section efficace de diffusion Compton s'écrit à mi-rapacité (soit à $y = 0$, valeur également considérée par la suite) :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\text{Compton}) = \frac{1}{\pi} \int dx_1 dx_2 F_u(x_1) F_g(x_2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(u + g \rightarrow \gamma + u) x_1 x_2 \delta(x_1 x_2 - \frac{x_T(x_1 + x_2)}{2}) \quad (1.18)$$

où x_1 et x_2 sont les fractions de l'impulsion du proton emportées par le quark et

le gluon respectivement, $\hat{\sigma}$ la section efficace élémentaire du processus, et $F_u(x_1)$ et $F_g(x_2)$, les distributions partoniques. Ces dernières précisent la probabilité de trouver le quark, ou le gluon considéré avec la fraction d'impulsion x dans le proton parent. La section efficace élémentaire s'écrit :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(u + g \rightarrow \gamma + u) = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} |\mathcal{M}_{\text{compton}}|^2$$

où $\hat{s} = x_1 x_2 s$ avec s , une des variables de Mandelstam décrivant la collision p-p et \mathcal{M} l'amplitude de transition. Enfin, le terme $x_1 x_2$ multiplié par la distribution δ apparaît lors du passage de la description hadronique à la description partonique (lors du passage de la section efficace p-p à la section efficace parton-parton).

– Processus d'annihilation : $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$ (illustré par la figure 1.5-b).

De même, la section efficace d'annihilation prend la forme :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\text{annihilation}) = \frac{1}{\pi} \int dx_1 dx_2 F_u(x_1) F_{\bar{u}}(x_2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(u + \bar{u} \rightarrow \gamma + g) x_1 x_2 \delta(x_1 x_2 - \frac{x_T(x_1 + x_2)}{2}) \quad (1.19)$$

avec :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(u + \bar{u} \rightarrow \gamma + g) \propto |\mathcal{M}_{\text{annihilation}}|^2$$

Bien entendu, il faut prendre en compte toutes les interactions possibles, c'est-à-dire non seulement effet Compton et annihilation pour un quark u , mais pour toutes les saveurs de quarks et anti-quarks. Dans le cas de la diffusion Compton, il faut aussi prendre en compte la possibilité que le gluon vienne du projectile.

Pour calculer la section efficace de production des photons directs, il faut ajouter la contribution des photons de fragmentation, soit par exemple :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\text{fragmentation}) = \frac{1}{\pi} \int dx_1 dx_2 dz F_u(x_1) F_u(x_2) D_\gamma(z) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(u + u \rightarrow u + u) \frac{x_1 x_2}{z^2} \delta(x_1 x_2 - x_T \frac{x_1 + x_2}{2z}), \quad (1.20)$$

où $D_\gamma(z)$ représente la fonction de fragmentation et z la fraction d'impulsion du parton emportée par le photon. Il faut compléter cette expression avec toutes les autres voies possibles sur les saveurs de quarks.

Ainsi la section efficace de production de photons directs incorpore les trois termes :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\text{totale}) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\text{Compton}) + E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\text{annihilation}) + E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\text{fragmentation}). \quad (1.21)$$

La description précédente est faite dans le cadre du modèle naïf des partons. Avec la

théorie pQCD, à l'ordre LO, deux contraintes sont à prendre en compte :

- la constante de couplage est $\alpha_s(Q^2)$, avec Q^2 l'échelle du processus dur considéré (d'ordre p_T^2 pour la production de photons que nous étudions) ;
- les densités partoniques dépendent aussi de l'échelle dure : $F_u(x, Q^2)$, $F_g(x, Q^2)$, pour toutes les saveurs possibles de quarks.

A l'ordre NLO, il faut en plus tenir compte des corrections radiatives ; la constante de couplage α_s et la densité partonique sont à prendre à l'ordre NLO.

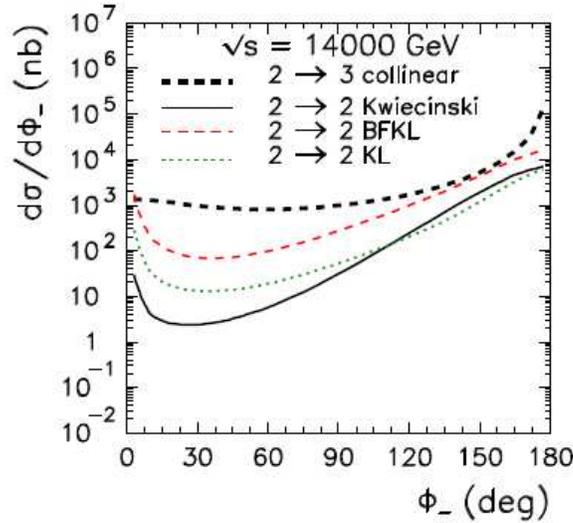


FIG. 1.8 – Corrélation angulaire photon-jet. Les γ -jet ont des rapidités entre -5 et 5. Figure issue de [48]

A l'ordre LO, l'approche "factorisation de corrélation-collinéaire" (*leading order collinear-factorization*), le photon et son jet associé sont produits dos-à-dos. Si l'impulsion transverse des partons qui interviennent lors du processus dur et qui donnent naissance au γ -jet est incluse au calcul, les axes du jet et du photon ne sont plus parfaitement opposés. Ainsi, le photon et le jet ont un angle de corrélation dont la distribution est très piquée autour de 180° ; ces distributions sont présentées dans [48] et la figure 1.8 présente un calcul de cette corrélation. Cette distribution permet d'utiliser la corrélation azimutale du photon et du jet pour reconstruire un γ -jet. Ceci va nous permettre de réduire la zone de recherche à un espace tel que la différence entre l'axe du photon prompt et l'axe du jet soit proche de 180° , et donc de réduire les jets erronés reconstruits tout en ayant une bonne estimation de l'énergie du parton initial (et donc du jet) qui est :

$$E_{\text{jet}} = p_T(\gamma) \times \cosh(\eta_{\text{jet}}) \quad (1.22)$$

1.1.7 Comparaison des deux populations de jets

Il est maintenant possible de définir les avantages et inconvénients comparés des événements de type γ -jet et de ceux de type jet-jet.

Il est possible de déterminer deux principaux avantages aux γ -jets comparés aux di-jets :

- Les γ -jets permettent une meilleure définition de l'énergie du jet. En effet nous avons vu que l'énergie du photon peut nous renseigner directement sur l'énergie du parton initial émis à l'opposé et donc sur l'énergie du jet. Les photons n'interagissent pas avec le milieu qui est formé lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes (pas d'interaction forte), ces photons ne subissent pas de perte d'énergie dans cet environnement chaud et dense de partons déconfinés : il n'y a pas d'effet du milieu sur ces photons. Ce type d'événements est donc une sonde très intéressante : il peut être utilisé pour obtenir des informations sur le parton qui est émis à l'opposé (dans le repère du centre de masse).

Si le photon est détecté dans un des calorimètres d'ALICE (EMCal, le grand calorimètre électromagnétique [49], ou PHOS le spectromètre à photon [50]), il est alors possible de déterminer l'énergie du jet avec une précision très supérieure à celle obtenue en sommant l'énergie des particules du jet qui ont été détectées :

- la résolution en énergie est de l'ordre de 25% pour les di-jets en considérant l'énergie du jet comme la somme des énergies des particules détectées du jet.
- la résolution en énergie du gamma détecté est de l'ordre de 5% (figure 2.19).

Il y a donc un gain d'un facteur proche de 5 sur la résolution en énergie du jet en utilisant les événements de type γ -jet, ce qui constitue un des atouts majeurs de ces événements.

- Les γ -jets permettent aussi de définir une zone précise pour la recherche d'un jet. Ce dernier est émis dans une direction telle que la différence entre l'axe du photon prompt et l'axe du jet soit proche de 180° . Cette limitation permet de réduire la probabilité de reconstruire un faux jet issu des fluctuations du bruit de fond, mais aussi (accessoirement) d'accélérer les algorithmes de recherche de jet en limitant la zone de recherche quand l'événement enregistré a été sélectionné par la détection d'un photon compatible avec un photon direct.

Néanmoins les γ -jets ont un inconvénient comparés aux événements de type di-jets : il s'agit des taux de production (figure 2.18). Il y a trois ordres de grandeur d'écart entre les deux taux de production des di-jets et des γ -jet, au profit des événements de type di-jets. Pour les γ -jets, en prenant en compte l'acceptance du détecteur EMCAL pour limiter le nombre de photons qui pourront être détectés, le nombre de γ -jets par an est indiqué dans le tableau 1.1.

Le nombre de di-jets produits dans ALICE en un an est satisfaisant pour mener une étude correcte en terme de statistique (tableau 1.1 qui est tiré de la figure 2.18), mais en ce qui concerne les γ -jets, le nombre d'événements devient faible pour les hautes énergies : à partir de 80 GeV, il y a moins de 100 γ -jets produits par an, ce qui n'est plus suffisant pour que l'erreur statistique soit acceptable. Il faut donc accepter qu'il n'est pas possible d'étudier des γ -jets de très grande énergie, à moins d'être capable d'accumuler des données sur plusieurs années. En se limitant aux gammes d'énergie pour lesquelles au moins 1 000 γ -jets seront produits, il sera difficile d'étudier de faire des études au-delà de 50 GeV.

E_{jet} (cut)	γ -jet	jet-jet
20	2×10^4	$> 2 \times 10^7$
30	10^4	2×10^7
50	10^3	2×10^6
60	5×10^2	10^6
80	$< 10^2$	4×10^5
100		2×10^5

TAB. 1.1 – Taux annuel de production attendu pour les jets inclusifs et les γ -jets dans l'acceptance d'EMCal, $\mathcal{L} = 0,5 \text{ mb}^{-1}\text{s}^{-1}$, 1 an = 10^6 secondes en collisions Pb-Pb à 5,5 TeV.

1.2 Recréer et étudier le plasma : cadre expérimental

1.2.1 Étude expérimentale des jets

Historique

Les collisions de particules de grande énergie permettent la formation de jets de hadrons issus de la fragmentation des partons initiaux créés lors de la collision. Ces hadrons sont émis suivant des directions voisines des constituants initiaux avec une dispersion d'autant plus faible que leur impulsion est élevée. D'un point de vue expérimental, les particules détectées dans les appareillages ne sont pas distribuées uniformément dans tout l'espace, mais se rassemblent autour des directions qui gardent la mémoire de celles des partons produits dans les collisions initiales. Dans le sens de la détection instrumentale, ces ensembles de particules sont appelés *jets*.

Les jets de particules ont été découverts en 1975 dans l'expérience MARK II opérant sur le collisionneur e^+e^- PEAR à SLAC (Stanford, USA) [51]. Selon l'énergie des collisions (ajustable), l'allure des événements changeait. Le seuil de production des événements chargés est de 3 GeV et toute l'énergie disponible est utilisée pour les créer. Ces particules sont alors émises au repos et leur désintégration conduit à une émission uniforme de particules secondaires, dans toutes les directions. À plus grande énergie, vers 7 GeV, le quark et l'anti-quark ne sont plus au repos et peuvent, en s'éloignant l'un de l'autre, donner naissance à des jets. C'est ce qui a été mesuré en observant la répartition dans l'espace des particules émises. Les premiers jets de gluons ont ensuite été observés par l'expérience TASSO opérant sur le collisionneur e^+e^- PETRA à DESY (Hambourg, Allemagne) en 1979 [52].

Au LEP (CERN, Suisse), la mesure de jets a permis une étude systématique de la fonction de fragmentation [53, 54] et la mesure des bosons W et Z via leur décroissance en jets [55].

Avec la montée en énergie des collisions, dans les accélérateurs actuels, au SPS et au RHIC, la structure en jet des particules émises est bien marquée. Il est alors possible de rassembler ces particules localement et de reconstruire la direction et l'énergie des constituants fondamentaux (partons) initialement produits lors des collisions et de vérifier l'adéquation de ces mesures aux prévisions théoriques. Des effets caractérisant un

milieu chaud et dense ont été mis en évidence sur ces nouveaux collisionneurs comme présenté en 1.2.2. Mais les collisions d'ions lourds sont caractérisées par un bruit de fond important provenant des particules de basse énergie produites abondamment lors des interactions noyau-noyau. Ces particules du bruit de fond ont une distribution qui fluctue de façon importante dans l'espace et en énergie. Ce bruit de fond complique la reconstruction des jets de particules : dans les collisionneurs hadroniques, il est plus délicat de déterminer l'énergie du jet (qui est définie généralement comme la somme des énergies des particules qui composent ce jet). Il a donc été nécessaire de développer des algorithmes de reconstruction des jets, capables de trouver les jets de particules dans un environnement à fort bruit de fond et qui soient capables de déterminer l'énergie et la direction de ces jets.

Algorithmes de reconstruction des jets

Nous présenterons deux grands types d'algorithmes.

- Algorithmes de cône : les particules sont regroupées selon leur distance angulaire. Un maximum local en énergie est recherché dans l'espace (ϕ, θ) ou (ϕ, η) .
- Algorithmes de recombinaison : les deux particules les plus proches sont recombinaisonnées et l'algorithme se poursuit ainsi jusqu'à ce que toutes les distances entre deux particules soient plus grandes qu'une coupure prédéfinie.

Voyons dans le détail ces deux algorithmes.

Algorithme de cône simple

Dans cet algorithme, les angles entre les particules sont les critères de combinaison. Voici la définition de l'algorithme :

1. Les particules sont ordonnées par énergie décroissante.
2. La particule la plus énergétique sert de départ à un jet si son énergie est au-dessus d'un seuil prédéfini E_{seed} . Dans le cas contraire, l'algorithme s'arrête.
3. Si la particule la plus proche angulairement fait un angle de moins de θ_{cone} avec l'axe du jet, cette particule est ajoutée au jet (les quadrivecteurs sont ajoutés). La particule est retirée de la liste des particules. Cette étape est répétée tant qu'il y a des particules dans la liste.
4. Le jet est conservé s'il a un nombre minimum de particules et une énergie supérieure à E_{min} .
5. L'algorithme reprend ensuite à l'étape 2.

Algorithme de recombinaison

Nous ne considérerons que les algorithmes de jets dits de recombinaison dans une version simplifiée. L'esprit de l'algorithme est de combiner deux à deux, au fur et à mesure des étapes, des pseudo-particules (elles-mêmes formées de pseudo-particules et résultant de combinaisons antérieures) selon un critère de "distance". Les "particules" peuvent venir d'un générateur, des traces chargées reconstruites, des amas dans un calorimètre,

etc. L'algorithme est arrêté sur un critère de seuil de distance. Les pseudo-particules obtenues à la fin sont les "jets". A l'étape initiale de l'algorithme, les pseudo-particules sont identiques aux particules données. Voici les étapes de l'algorithme :

1. Les pseudo particules sont initialement identiques aux particules.
2. La matrice symétrique D_{ij} des distances entre pseudo-particules, prises deux à deux, est calculée.
3. La paire de pseudo-particules (i, j) pour laquelle la distance D_{ij} est minimale est déterminée.
4. Si cette distance est plus petite qu'un seuil D_{cut} prédéfini, les pseudo-particules i et j sont combinées pour n'en former qu'une qui les remplace dans la liste des pseudo-particules. L'algorithme reprend ensuite à l'étape 2.

A la suite de cet algorithme, les particules initiales ont été regroupées en un certain nombre de jets selon la valeur de D_{cut} . Ces jets représentent la cinématique de l'événement vue avec une résolution donnée.

Dans notre étude des γ -jets, le choix d'un algorithme de cône a été fait pour sa simplicité et la possibilité d'y inclure des coupures sur des directions et des énergies privilégiées. Le jet que nous cherchons est contraint par le photon détecté à l'opposé, et son énergie est directement liée à celle du photon. L'algorithme utilisé est détaillé dans le chapitre 4.

1.2.2 L'atténuation des jets vue par les précédentes expériences

Durant les années 1980 et 1990, une série d'expériences a cherché à mettre en évidence la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Dans un premier temps, les physiciens ont bombardé des cibles fixes avec des noyaux légers pour ensuite utiliser la technologie des collisionneurs. Puis, les noyaux légers ont été remplacés par des noyaux plus lourds tentant de recréer et d'étudier le plasma de quarks et de gluons.

	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV/nucl.)	Pb-Pb : 17	p-p : 500 Au-Au : 200	p-p : 14000 Pb-Pb : 5500
dN_{ch}/dy multiplicité de particules chargées par unité de rapidité	500	850	2000-8000
ϵ (GeV/fm ³) densité d'énergie	2,5	4-5	15-40
τ_{PQG} (fm/c) temps de vie du plasma	< 1	1,5-4	4-10
τ_0 (fm/c) temps de formation du plasma	1	0,5	0,2

TAB. 1.2 – Comparatif des principaux accélérateurs.

Le SPS et le RHIC sont deux accélérateurs qui ont précédé le LHC. Le tableau 1.2 résume et compare les principales caractéristiques de ces accélérateurs. Il met en évidence la constante augmentation des capacités des accélérateurs et le bond en avant que va permettre le LHC. Celui-ci permet d'obtenir un état de la matière avec une énergie dans le centre de masse près de 7 fois plus importante, une densité d'énergie entre 4 et 10 fois

supérieure, un temps de vie deux fois plus long et un temps de formation deux fois plus court que ce que le RHIC permet [56]. Il se propose donc d'être l'outil le plus à même de mettre en évidence, mais surtout de caractériser le plasma de quarks et de gluons.

Les résultats du SPS et de RHIC sur l'étude du plasma de quarks et de gluons grâce à l'atténuation des gerbes de particules sont présentés ici.

Phénomène de suppression de particules de grand p_T au SPS

Le SPS (Super Proton Synchrotron) est installé sur la frontière franco-suisse au CERN. L'énergie disponible y était de l'ordre de 17 GeV ; il accélérât des ions lourds dans un anneau de 2 km de diamètre. En février 2000, le CERN a annoncé avoir observé un plasma de quarks et de gluons [15]. Les nombreuses expériences du SPS ont permis de rassembler plusieurs signatures solides pour prouver la formation de cet état ; nous ne présenterons ici que certaines de ces preuves qui sont liées à l'effet d'atténuation des gerbes de particules dans un milieu chaud et dense de type partonique.

Dans le cadre de l'expérience WA98, des noyaux de plomb accélérés à 158 GeV/nucéon ont été envoyés contre une cible de plomb fixe. Une suppression dans la production de pions de grande impulsion transverse a été observée en comparant les collisions Pb-Pb aux collisions p-Pb [57] (figure 1.9). Pour cette comparaison, l'observable utilisée est le R_{AA} défini comme le rapport des taux de production pour les collisions d'ions lourds et les collisions proton-proton normalisé, au nombre de collisions binaires N_{coll} :

$$R_{AA}(p_T) = \frac{\frac{dN_{AA}}{dydp_T}}{N_{coll} \frac{dN_{pp}}{dydp_T}}$$

et R_{AA} est son équivalent lorsque les collisions Pb-Pb sont comparées aux collisions p-AA :

$$R'_{AA}(p_T) = \frac{\frac{dN_{AA}}{dydp_T}}{N_{coll} \frac{dN_{dA}}{dydp_T}}$$

Cette suppression peut s'expliquer par un phénomène de jet-quenching. Ceci ne constitue pas une observation directe de gerbes de particules, mais seulement de la suppression de particules de grande impulsion transverse [58, 59].

Ces expériences n'ont pas la capacité de reconstruire les jets événement par événement et ne peuvent étudier ces effets que par l'atténuation d'une particule en corrélation avec une particule émise à l'opposé qui sert de "déclencheur" [60].

Des corrélations à deux particules ont été étudiées avec des collisions Pb+Au et Pb+Pb dans les expériences NA45 et NA49. Celles-ci semblent montrer une atténuation en énergie de la particule émise à l'opposé de la particule servant au déclenchement. De plus, un élargissement de la distribution azimutale des particules à l'opposé de la particule de déclenchement est mis en évidence. Ces observations se rapprochent plus de la suppression des jets telle qu'elle a été présentée précédemment.

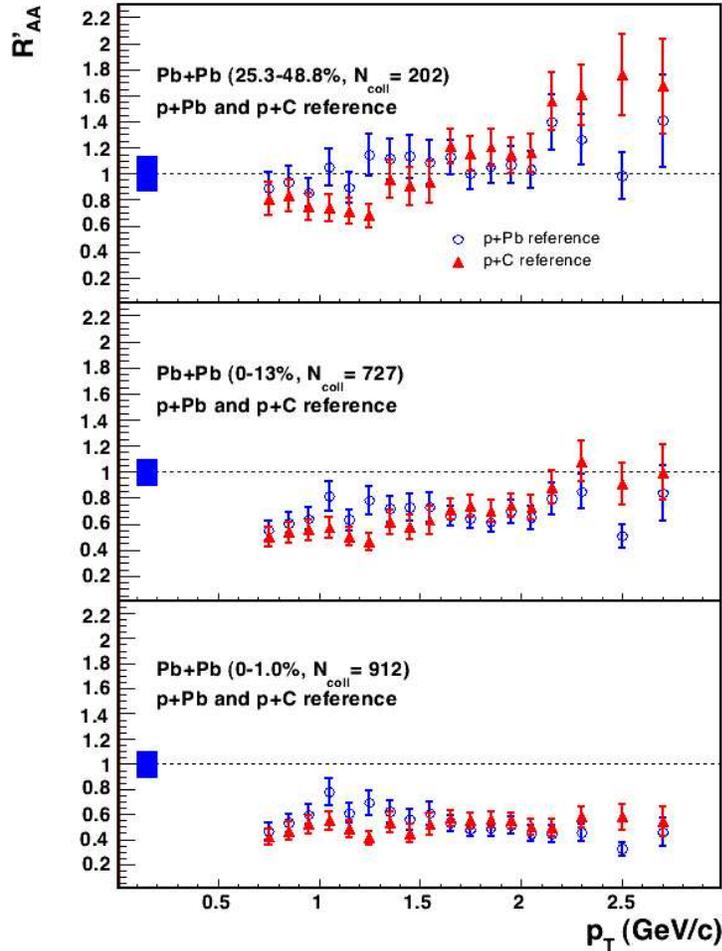


FIG. 1.9 – R'_{AA} en collision Pb-Pb à $\sqrt{s} = 17,3$ GeV par nucléon pour trois classes de centralité en utilisant les spectres p-Pb comme référence. Le rectangle autour de l'unité donne l'erreur systématique sur N_{coll} .

Limitations du SPS

Aux énergies du SPS, les sondes dures sont difficilement exploitables, n'étant pas présentes en assez grand nombre du fait de la faible énergie des faisceaux. Les études effectuées ne portent pas sur des processus aboutissant à des particules de très grande impulsion transverse, au maximum quelques GeV. De plus il n'était pas possible, au SPS, de reconstruire des jets complets. L'étude a porté sur la suppression de particules ou sur des corrélations à deux particules. Il n'est pas possible de parler ici de suppression de *jets*.

Les expériences du SPS sont aujourd'hui démantelées. L'arrêt de ces expériences et donc du programme ions lourds auprès du SPS a été dicté par la nécessité et la volonté de travailler à des énergies plus élevées afin d'atteindre des conditions optimales pour la création du PQG. Le SPS servira par ailleurs d'injecteur au collisionneur LHC. De nombreux physiciens impliqués dans les expériences du SPS se sont tournés vers les expériences

situées auprès du collisionneur RHIC et du LHC.

Suppression des jets à RHIC

L'accélérateur RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) construit au sein du Brookhaven National Laboratory (Upton, NY, USA) et ses détecteurs associés ont, par leurs résultats, dépassé les attentes initiales de résultats scientifiques. L'objectif était l'obtention d'une nouvelle forme de matière interagissant fortement par la collision d'ions lourds à des énergies supérieures à 200 GeV par paire de nucléons. Un autre espoir était de mettre en évidence la nature de cette matière et d'explorer ses propriétés physiques pour comprendre la structure de cet état à grande densité d'énergie. Il était aussi prévu d'observer une transition de phase du premier ordre entre la matière nucléaire normale et ce nouvel état où la matière devait peu interagir. Les résultats du RHIC ont montré la formation d'un état de la matière qui interagit fortement, et une transition du premier ordre a été exclue par les mesures.

Durant les six prises de mesures entre 2000 et 2006, BRAHMS, PHENIX, PHOBOS et STAR, les quatre expériences installées auprès de ce collisionneur, ont collecté des données de collisions Au-Au, d-Au, Cu-Cu et p-p. Les collisions Au+Au ont été étudiées à quatre énergies ($\sqrt{s_{NN}} = 19,6, 63, 130$ et 200 GeV). La plus grande prise de données a été faite pour les collisions à l'énergie nominale ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). La possibilité d'étudier les collisions proton-proton, deutéron-nucléon et noyau-noyau, avec des énergies identiques dans le centre de masse dans les mêmes expériences permet une étude systématique sans biais dans les mesures. Presque toutes les observables ont été étudiées en fonction de la centralité et de l'angle d'émission des particules, permettant un contrôle total de la géométrie de la collision. Il est à noter que les résultats des quatre expériences de RHIC s'accordent très bien, pour l'essentiel.

Le 11 juin 2003, Brookhaven annonce la "manifestation de la production de plasma de quarks et de gluons" [15]. L'une des signatures les plus spectaculaires et riches d'informations nouvelles, étudiée au RHIC, concerne la "suppression de jets de quarks" à grand p_T . Cette nouvelle preuve obtenue au RHIC ne pouvait être faite à l'époque au CERN qui opérait à plus basse énergie. Il est certain que l'annonce de RHIC a été possible grâce aux multiples autres mesures complémentaires qui ont été réalisées conjointement par les quatre expériences du RHIC qui les ont consignées dans leurs articles de synthèse [61, 62, 63, 64].

Les résultats de cinq ans d'expérimentations de collisions d'ions lourds au RHIC ont mis en évidence la formation d'un nouvel état de la matière thermalisé à une densité d'énergie encore jamais atteinte (près de 100 fois celle de la matière nucléaire standard). Cet état montre un comportement collectif hydrodynamique comparable à celui d'un liquide presque parfait. Parmi toutes les découvertes faites, nous présenterons trois des découvertes les plus intéressantes. Une revue plus complète de ces observables est disponible dans [65].

Les caractéristiques du milieu créé lors des collisions d'ions lourds à RHIC mettent en évidence des interactions fortes en son sein non seulement entre ses constituants, mais aussi avec les sondes colorées dures qui le traversent, comme des quarks ou des gluons énergétiques créés aux tout premiers instants de la collision et se déplaçant au travers de

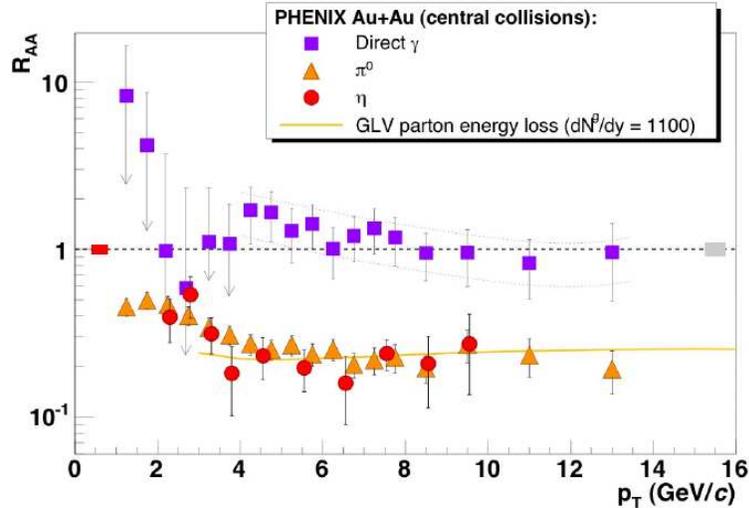


FIG. 1.10 – Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse $R_{AA}(p_T)$, pour photons γ et mésons π^0 et η dans des collisions centrales Au-Au. En trait plein les prédictions du modèle GLV (voir texte pour plus de détails).

la zone d'interaction. Les mesures des spectres de hadrons de grande impulsion transverse, qui proviennent de la fragmentation de tels partons, montrent une suppression très importante (de l'ordre d'un facteur cinq) dans des collisions Au-Au, comparée à la suppression vue dans les collisions p-p (en normalisant par le nombre de paires de nucléon-nucléon interagissant) comme le montre le facteur de modification nucléaire R_{AA} [66] (figure 1.10). Le facteur de modification nucléaire est le rapport des spectres de production de particules pour des collisions d'ions lourds, divisé par ceux en p-p. Sans effets nucléaires, ce rapport est attendu égal à 1. Une forte suppression de la production des mésons est observée ; par contre, les photons directs, qui sont créés lors de la collision mais qui n'interagissent pas avec le milieu, présentent un spectre qui est en accord avec les prédictions de QCD perturbative. Cette interprétation est confirmée par deux autres observations expérimentales :

- La suppression forte des hadrons de grand p_T n'est pas observée dans les collisions d-Au, ce qui exclut des effets d'état initial associés à une possible modification des fonctions de distribution de partons dans les ions lourds.
- En sélectionnant des hadrons de grand p_T avec une impulsion transverse supérieure à 10 GeV/c, les données montrent que le jet à l'opposé est supprimé dans les collisions Au-Au [67] (figure 1.11). L'étude des particules à l'opposé du hadron de grand p_T montre un élargissement dans la distribution azimutale des particules de basse impulsion transverse. Cette observable montre l'augmentation du nombre de hadrons mous issus de la fragmentation du jet dans les collisions Au-Au [68].

La considération de la perte d'énergie des jets mesurée, combinée au transfert d'impulsion du jet sur sa composante transverse par interaction avec le milieu dense, permet une formulation rigoureuse de l'atténuation des jets dans le cadre de la théorie QCD perturbative. Bien que le formalisme puisse être présenté de plusieurs manières (voir la

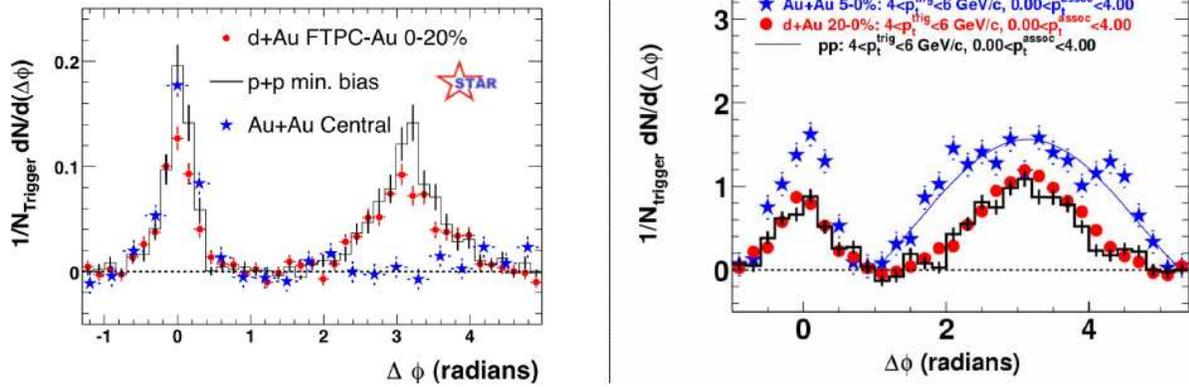


FIG. 1.11 – Corrélation angulaire azimutale entre deux hadrons. A gauche pour deux hadrons de grand p_T dans des collisions p-p (trait plein), d-Au (cercles), et Au-Au (étoiles). A droite, sélection sur le moment transverse du hadron de grand p_T et reconstruction d'un hadron de bas p_T associé en face, pour différentes valeurs de coupures sur l'impulsion transverse des hadrons. Figures issues de [67-68]

section 1.1.3), toutes les formulations lient l'intensité de l'atténuation à un unique coefficient de transport, le paramètre \hat{q} , qui mesure le transfert d'impulsion transverse avec le milieu d'un parton dur le traversant. En d'autres termes, le paramètre \hat{q} est une mesure du pouvoir d'arrêt (*stopping power*) du milieu (\hat{q} est décrit en 1.12)

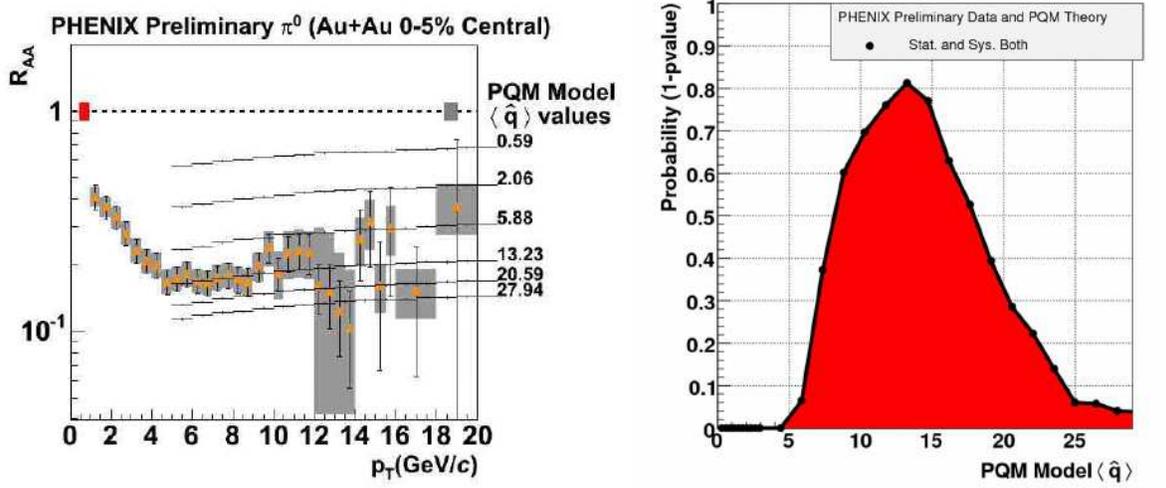


FIG. 1.12 – À gauche : R_{AA} pour des π^0 en fonction de p_T pour les collisions Au-Au. En trait plein sont portées les prédictions du modèle PQM pour différentes valeurs de \hat{q} . À droite : distribution de la probabilité de \hat{q} . Les résultats définitifs concernant ce point ont été publiés dans [30].

La relation entre l'atténuation de jet, *jet quenching* mesurée expérimentalement, pour

des jets suffisamment énergétiques, et le paramètre \hat{q} , est décrite dans le cadre de la théorie QCD perturbative. La valeur de \hat{q} elle-même est déterminée par la dynamique non-perturbative du milieu en interaction forte. Un développement récent de la théorie est la possibilité de donner une définition non perturbative et invariante de jauge en terme de boucle de Wilson "*light-like*". Cette définition permet de nouvelles approches pour le calcul de \hat{q} (suivant des théories de type QCD fortement couplées). De nombreux groupes ont entrepris des analyses détaillées des données de RHIC concernant l'obtention de ce paramètre \hat{q} , trouvant des valeurs plus de dix fois supérieures à celle du pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire normale. Les résultats de ces analyses diffèrent considérablement les uns des autres, probablement du fait des simplifications faites dans la modélisation de la géométrie et de la dynamique des collisions. Un exemple spécifique d'un ajustement aux données RHIC de suppression de hadrons est présenté figure 1.12 [69, 30].

Des études de corrélation de hadrons avec d'autres hadrons émis à l'opposé ont montré que le nombre de particules de grand p_T émises à l'opposé dans la direction azimutale est réduit d'un facteur 4 ou plus par l'effet d'atténuation des jets. Le déficit de particules de grand p_T est associé à une augmentation de la production de hadrons "mous" (peu énergétiques) émis dans la direction du jet (figure 1.11). L'impulsion moyenne de ces hadrons mous approche celle du milieu thermalisé au fur et à mesure que la centralité de la collision et la taille de la boule de feu augmentent. De plus une modification spectaculaire des structures angulaires (élargissement de la distribution azimutale) et de la distribution en p_T des particules à l'opposé du hadron de sélection a été observée (étude par des corrélations à deux ou trois particules). Cette modification peut être expliquée par des effets hydrodynamiques collectifs du milieu dense sur l'échange d'énergie et de moment du jet atténué avec le milieu (effet de cône de Mach) [70, 71].

Des corrélations γ -hadrons ont été étudiées à RHIC [72], celles-ci permettent les mêmes études que les corrélations hadron-hadron avec une meilleure définition de l'énergie du hadron avant sa perte d'énergie dans le milieu, et donc de "calibrer" l'énergie initiale du hadron en coïncidence pour une meilleure appréciation de la perte d'énergie de celui-ci. Mais la statistique disponible est plus faible.

Bien que tous ces effets ne soient pas totalement compris quantitativement, les estimations théoriques de la densité de gluons présents dans le milieu pour expliquer cette suppression des hadrons de grand p_T sont compatibles avec les valeurs de densité d'énergie initiales requises pour une description hydrodynamique du milieu. Cette observation de la dépendance angulaire de l'atténuation des jets par rapport au plan de réaction a ouvert la voie à l'utilisation de cette observation comme une sonde tomographique des jets pour l'étude des propriétés physiques du milieu dense créé lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

Limitations de RHIC

Jusqu'à maintenant, les travaux portant sur l'exploitation des sondes dures de RHIC (R_{AA} , corrélations azimutales, propriétés de la particule prépondérante) ont constitué un champ très actif. Mais cette phénoménologie n'est pas étudiée à grand p_T (limite à environ 20 GeV), et ce n'est donc pas encore une étude des jets à proprement parler. La phénoménologie des jets pourra être étudiée au LHC, à partir d'environ 50 GeV pour les

événements à deux jets, et à partir de 30 GeV avec les γ -jets, comme nous le verrons.

Les études menées à RHIC ont mis en évidence les effets d'atténuation des jets en observant non pas directement des jets mais des corrélations de hadrons [73, 30, 74] et la suppression de ces corrélations dans les collisions d'ions lourds. La suppression des particules de grand p_T à RHIC ne met pas en jeu la notion de jets, les spectres de particules en p_T sont comparés pour les collisions p-p et ions lourds sans reconstruire des jets.

L'étude des corrélations γ -hadron au RHIC [75, 76] se heurte aux mêmes difficultés : il n'est pas possible de reconstruire le jet à l'opposé mais seulement de faire une étude de corrélation entre particules. La limitation en énergie transverse pour les jets obtenus ne permet pas de s'affranchir du bruit de fond pour mener une étude de corrélations entre un photon de grande énergie et un jet.

Le LHC nous permettra d'explorer davantage ce phénomène. Comme nous le verrons dans la présentation d'ALICE, il sera possible de reconstruire les jets événement par événement, et donc de ne pas seulement observer une baisse du taux de production de ces jets, mais de mettre en évidence la redistribution de l'énergie dans ces jets. La perte d'énergie dans le milieu par radiation de gluons doit montrer expérimentalement une baisse du nombre de particules de grand p_T du fait du freinage dans le milieu, mais aussi une augmentation du nombre de particules de petit p_T issues à la fois des particules freinées et des gluons rayonnés. Pour mettre en évidence cet effet, il est donc nécessaire de reconnaître les jets expérimentalement, comme cela est expliqué dans la partie 1.2.1, puis de déterminer les caractéristiques du jet à même de montrer ces effets d'atténuation des jets (obtention de distributions HBP) et ce avec des statistiques suffisantes. Ceci n'est pas possible à RHIC. La présentation du LHC et de l'expérience ALICE qui sera dédiée aux collisions d'ions lourds sera le thème du chapitre 2.

1.3 Modèle simple pour tester les possibilités d'ALICE

Par des considérations sur les distributions en impulsion transverse des particules des jets et du bruit de fond, telles qu'elles sont attendues au LHC, nous proposons de déterminer les grandes lignes des possibilités d'ALICE pour la détection et la reconstruction des γ -jets.

Un des soucis importants dans l'étude des jets en environnement ions lourds est le bruit de fond provenant des particules issues de la collision mais ne provenant pas du jet. La question est de savoir s'il est possible de détecter les jets dans le bruit de fond et si oui, dans quelles conditions cela est faisable (énergie du jet, gamme en impulsion transverse des particules du jet...). Dans une première approche, nous pouvons étudier le bruit de fond de façon simple en regardant les particules issues de ce bruit, contenues dans un cône de même ouverture que celui utilisé pour la reconstruction du jet. Pour comparer le bruit et le signal, un modèle simple a été développé. Il consiste en des représentations simples du signal et du bruit de fond. Ce modèle simple doit nous permettre de déterminer les seuils en énergie et l'ouverture du cône de jet pour lesquels il sera possible d'extraire un signal du bruit de fond. Une fois ces valeurs déterminées, leur affinement pourra être fait avec des modèles plus sophistiqués, tels que ceux qui sont implémentés dans les générateurs

PYTHIA et *HIJING*.

1.3.1 Définition de la modélisation simple

Pour le jet

L'expérience TASSO a mesuré une distribution de type *HBP* lors de collisions e^+e^- [77]. La multiplicité qui y est déterminée est ici divisée par deux car la multiplicité par jet est la mesure qui nous intéresse, et non pas celle par événement qui contient généralement deux jets (TASSO étudie la fragmentation de di-jets, en mesurant toutes les particules dans toute l'acceptance possible, sans faire intervenir une recherche de jet). La distribution *HBP* qui est mesurée dans ces conditions peut être reproduite par une fonction de Gauss [78, 79, 54] : prenons pour exemple les valeurs correspondant à $\sqrt{s} = 22$ GeV, ce qui peut s'apparenter d'après l'équation 1.2 à un jet de 50 GeV dans un cône d'ouverture 0,5 :

$$\frac{dN}{d\xi} = 2,2 \exp \left[-\frac{(\xi - 2,8)^2}{2} \right]. \quad (1.23)$$

Pour le bruit de fond

Pour déterminer la distribution du bruit de fond, un modèle hydrodynamique en collision centrale A-A à rapidité nulle est utilisé [80]. Dans ce cas, il est donné pour $\frac{h^+ + h^-}{2}$; les valeurs sont donc à multiplier par deux :

$$\frac{dN}{p_T dp_T d\eta d\phi} = 2000 \exp \left(-\frac{p_T}{0,447} \right) / \text{GeV}^2 / \text{rad} \quad (1.24)$$

D'autres valeurs apparaissent dans la littérature pour les différents paramètres :

- d'après [46] 0,447 serait remplacé par 0,250 et 2000 par 8000.
- d'après [81] 0,447 serait remplacé par 0,250 et 2000 par 5000.

En commençant avec cette modélisation simple, l'objectif est de pouvoir tester des idées d'analyse et d'expliquer des tendances simples. Pour comparer le signal et le bruit de fond, il est nécessaire de transformer l'une des deux grandeurs dans l'autre. Pour commencer, la distribution du fond dans un cône d'axe $\eta_c = 0$ est approximativement :

$$\frac{dN}{p_T dp_T} = \pi R^2 \times \frac{dN}{p_T dp_T d\eta d\phi} \quad (1.25)$$

Dans ce modèle, cette fonction a une dépendance simple en p_T . Il est donc plus intéressant de transformer $dN/d\xi$ en $dN/p_T dp_T$.

Dans la suite, l'indice S correspond au signal et l'indice B au bruit.

$$\xi = \ln \left(\frac{E_{\text{jet}}}{E_h} \right) \quad (1.26)$$

avec

$$E_{\text{jet}} = \cosh \eta_{\text{jet}} \times p_T(\text{jet}) \quad (1.27)$$

et

$$E_h = \cosh \eta_h \times p_T(h) \quad (1.28)$$

et

$$dp_{T_h} = p_{T_h} d\xi$$

L'équation 1.23 devient donc

$$\left(\frac{dN}{p_T dp_T} \right)_S = \frac{1}{p_T^2} dN/d\xi \quad (1.29)$$

soit en posant $\cosh \eta_h = 1$, $\cosh \eta_{\text{jet}} = 1$ et $p_{T_{\text{jet}}} = p_{T_\gamma}$:

$$\left(\frac{dN}{p_T dp_T} \right)_S = \frac{1}{p_T^2} \times 2,2 \exp \left[-\frac{(\xi - 2,8)^2}{2} \right] \quad (1.30)$$

qui correspond à :

$$\left(\frac{dN}{p_T dp_T} \right)_S = \frac{1}{p_T^2} \times 2,2 \exp \left\{ -\frac{\left[\ln \left(\frac{p_T(\gamma)}{p_T(h)} \right) - 2,8 \right]^2}{2} \right\} \quad (1.31)$$

Représentation des distributions de notre modèle

La figure 1.13 illustre les fonctions des équations 1.31 et 1.35, avec les valeurs $R_c = 0,7$ et $E_\gamma = 100$ GeV. Pour cette représentation, comme il est indiqué dans la section 1.1.2, les valeurs suivantes sont utilisées pour le signal :

$$\frac{dN}{d\xi} = K_{\text{Mod}} \exp \left[-\frac{(\xi - \mu_{\text{HBP}})^2}{2 \sigma_{\text{HBP}}^2} \right] \quad (1.32)$$

– avec μ_{HBP} , la valeur moyenne de la distribution gaussienne reproduisant l'allure de la distribution *HBP* :

$$\mu_{\text{HBP}} = \frac{1}{2} \times \ln E \quad (1.33)$$

soit un maximum en $\mu_\xi = 3,43$.

– largeur de la Gaussienne :

$$2 \times \sigma_\xi = [\ln(E)]^{3/4} \quad (1.34)$$

soit une largeur de $\sigma_\xi = 1,45$.

– la valeur de K_{Mod} , la constante de normalisation de cette représentation est laissée libre. Celle-ci est ajustée a posteriori.

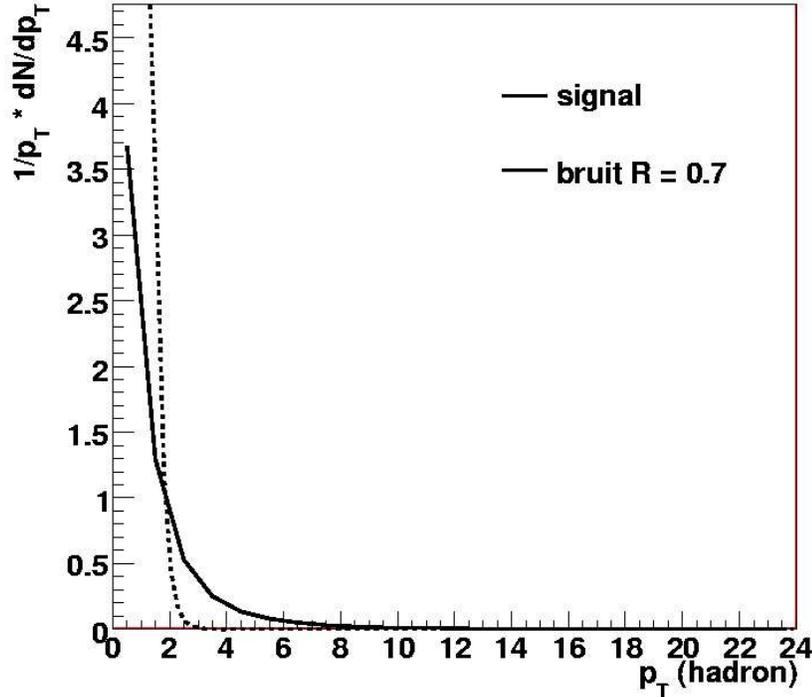


FIG. 1.13 – Distribution en impulsion transverse, dans un cône d'ouverture $R_c = 0,7$ des particules d'un jet de 100 GeV (trait plein) et du bruit de fond (trait pointillé) dans le cas de notre modèle simple.

1.3.2 Comparaison du modèle simple aux générateurs

Pour vérifier la pertinence de notre modèle, nous nous proposons de le comparer aux générateurs qui sont utilisés de façon standard pour les collisions d'ions lourds tels que *HIJING* (figure 1.15) et pour simuler les γ -jets tel que *PYTHIA* (figure 1.14).

Modèle simple du jet comparé à PYTHIA

La comparaison entre notre modèle simple et des simulations *PYTHIA* (figure 1.14) montre que les tendances sont respectées pour les grandes valeurs de ξ , c'est-à-dire les petites énergies. Ceci est conforme à nos attentes. En effet c'est pour les petites énergies qu'une approche perturbative est possible, notre approche simple ne peut rendre compte des phénomènes à grand p_T . La valeur du maximum se situe à $\xi \simeq 3,5$, ce qui correspond à une impulsion transverse pour les hadrons du jet d'environ 2 GeV. Il est raisonnable de considérer qu'au-dessous de 1 GeV (ce qui correspond dans ce cas à un $\xi \simeq 4$), il y a un bon accord entre notre représentation par une fonction gaussienne et les simulations de *PYTHIA*. Pour des valeurs de $\xi > 1$ il y a un écart entre cette fonction et les simulations *PYTHIA* qui est inférieur à 25 %. Cet écart est inférieur à 10% pour des valeurs de $\xi > 2$.

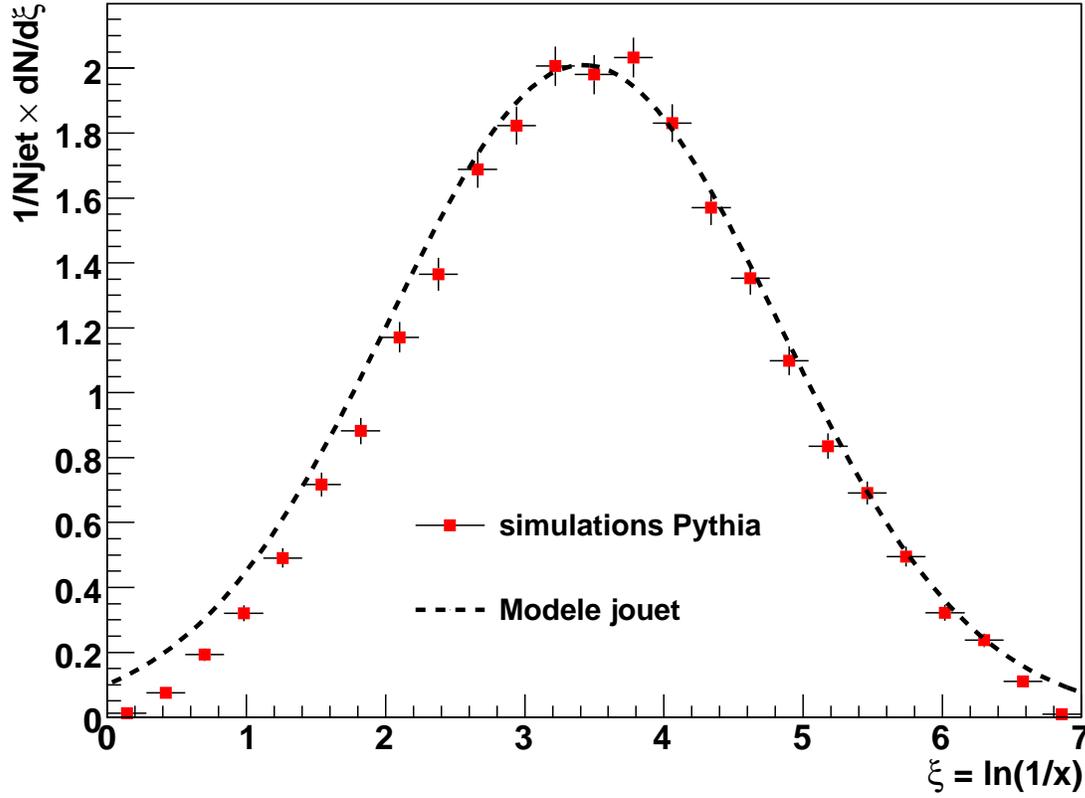


FIG. 1.14 – Distribution *HBP* pour des jets de 100 GeV et avec une ouverture de cône $R_c = 0,7$ pour notre modèle simple (ligne pointillée) et pour des simulations effectuées avec *PYTHIA* (symboles carrés).

Modèle du bruit de fond comparé à HIJING

La comparaison (figure 1.15) entre le modèle simple et les estimations issues du générateur *HIJING* pour simuler le bruit de fond induit dans des collisions d'ions lourds ultra-relativistes montre que la tendance générale est respectée pour les petites impulsions transverses, c'est-à-dire pour des valeurs inférieures à 2-3 GeV, et ce en prenant les paramètres suivants :

$$\frac{dN}{p_T dp_T d\eta d\phi} = 8000 \exp\left(-\frac{p_T}{0,250}\right) / \text{GeV}^2 / \text{rad} \quad (1.35)$$

qui est la représentation tirée de [46]. Pour les impulsions transverses plus grandes (au-dessus de 2-3 GeV), la statistique disponible est trop faible pour pouvoir tirer des conclusions valides. Mais une rupture de pente est observée aux alentours de 2 GeV. Au-delà, les simulations *HIJING* dévient du modèle simple que nous avons utilisé, *HIJING* tenant compte des processus durs.

Cette méthode nous permet de définir, a priori, les valeurs de R_c et E_γ à utiliser et

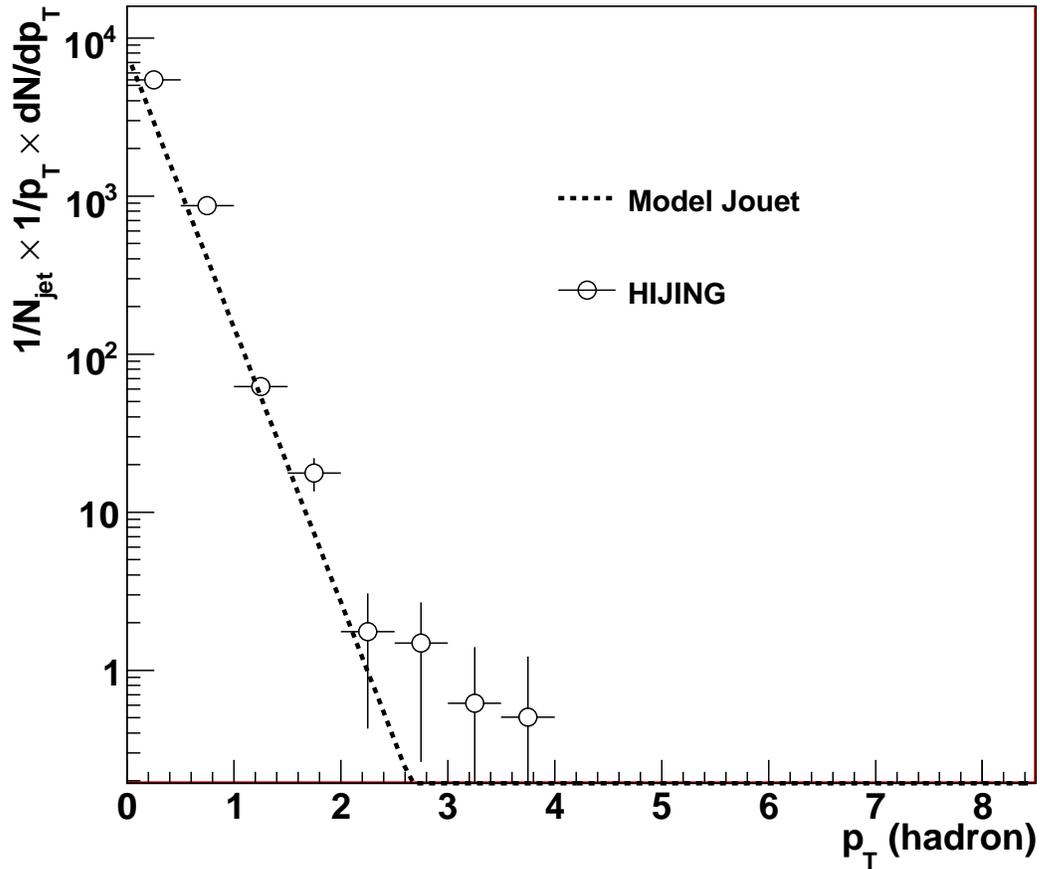


FIG. 1.15 – Spectre en impulsion transverse des particules du bruit de fond pour notre modèle simple (trait pointillé) et pour des simulations effectuées avec *HIJING* (symboles ronds ouverts).

de vérifier simplement les tendances. Il nous est possible de faire varier les paramètres indépendamment afin de vérifier les variations du signal par rapport au bruit.

1.3.3 Influence de R_c

Les distributions en p_T pour le signal (jet) et le bruit pour différentes ouvertures de cône (figure 1.16) montrent qu'en augmentant l'ouverture du cône de reconstruction du jet, le bruit dans la zone délimitée par R_c est augmenté et donc que le rapport signal sur bruit est dégradé. La limite sur l'énergie des hadrons du jet pour obtenir un signal supérieur au bruit varie de 2 GeV pour $R_c = 0,1$ à 3 GeV pour $R_c = 1$. Il semble possible de tirer la conclusion que l'utilisation d'un cône réduit permet de s'affranchir au maximum du bruit de fond. Si cela est valable pour la recherche des jets, nous verrons plus loin que la soustraction du bruit de fond pour déterminer les caractéristiques du jet nécessite de réévaluer ces valeurs. Il est donc proposé d'utiliser un cône de petite taille ($R_c = 0,3$)

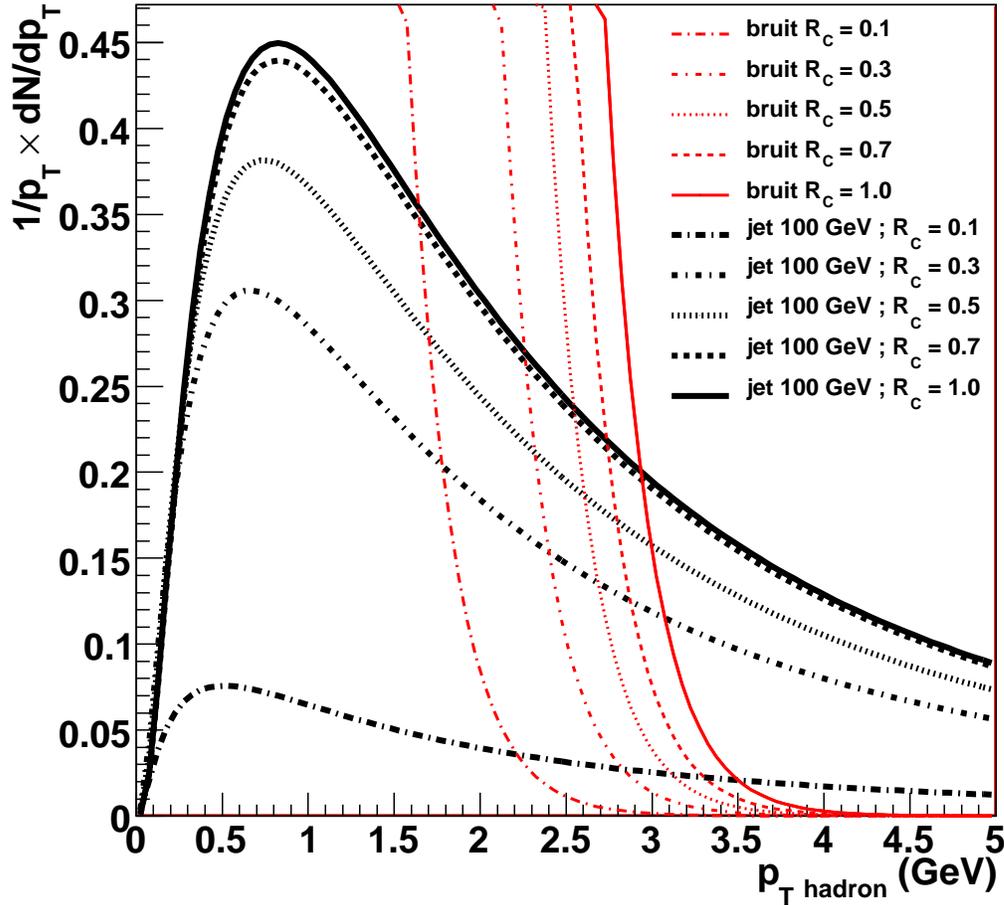


FIG. 1.16 – Spectre en impulsion transverse pour différentes valeurs R_c pour les particules du bruit de fond (traits fins) et pour un jet de 100 GeV (traits gras).

pour la recherche du jet et ce en accord avec les résultats de [82]. Il est aussi nécessaire de se pencher sur le problème des fluctuations du bruit de fond, cette étude est faite avec un générateur de type *HIJING* [83] et est présentée dans la partie A.7.3.

1.3.4 Influence de l'énergie du jet

Pour des impulsions transverses inférieures à 2,5 GeV et quelle que soit l'énergie du jet, le bruit de fond domine largement le signal (figure 1.17). Toute mesure des caractéristiques du jet (notamment du type fonction de fragmentation) sera donc délicate dans cette gamme d'impulsions transverses. Pour des énergies supérieures, plus l'énergie du jet est importante, plus le rapport signal/bruit est intéressant (figure 1.17). Il faut aussi noter que l'énergie du jet sera un des paramètres importants pour pallier les difficultés liées aux fluctuations du bruit de fond. Il est nécessaire que l'énergie reconstruite du jet soit supérieure aux fluctuations du bruit de fond. Cette étude sera aussi menée à l'aide de

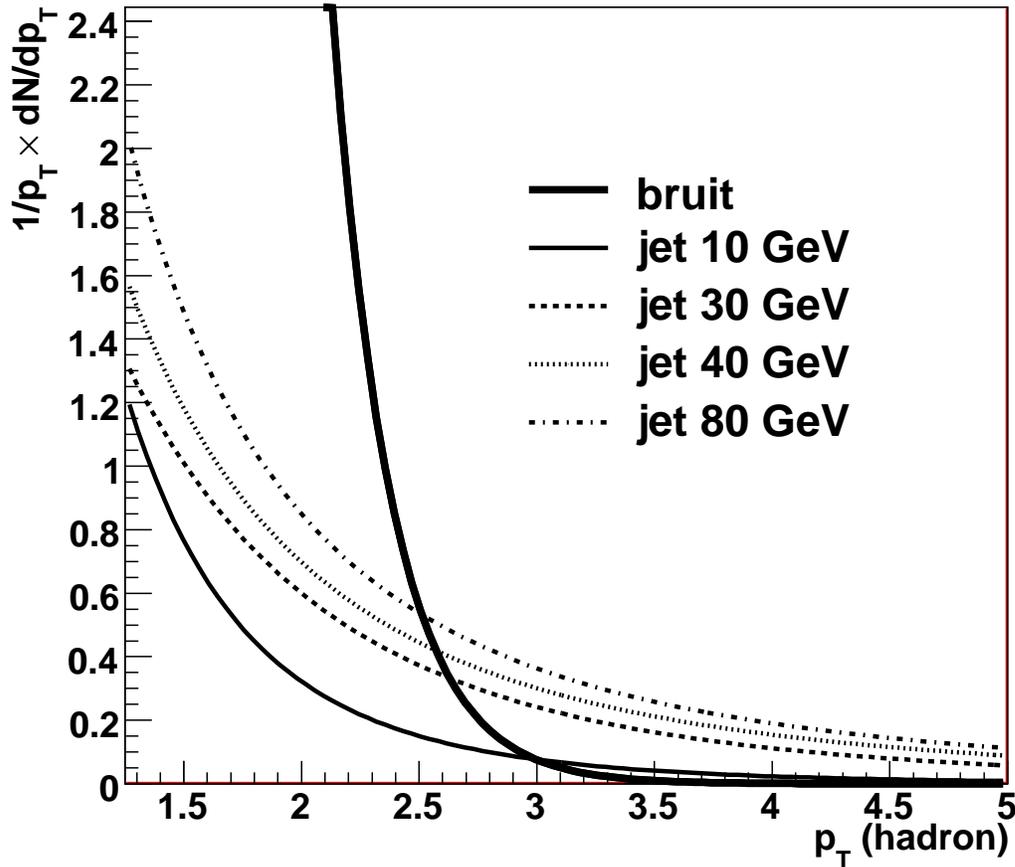


FIG. 1.17 – Spectre en impulsion transverse des hadrons du jet dans un cône d'ouverture $R_c = 0,7$ pour le bruit de fond (trait gras) et pour différentes énergies de jets (traits fins).

générateurs de type *HIJING* pour déterminer l'énergie minimum des jets à reconstruire. De plus, il n'est pas possible de s'affranchir du problème des taux de production présentés dans le tableau 1.1 : celui-ci montre qu'au-dessus de 50 GeV, la statistique à disposition n'est plus suffisante pour mener cette étude.

1.3.5 Conditions pour l'étude des γ -jets dans ALICE

Au regard de l'étude menée avec le modèle simple, les conclusions suivantes peuvent être tirées :

- En prenant des petites valeurs de R_c pour la recherche des jets, le rapport $\frac{signal}{bruit}$ est amélioré et il est par conséquent possible d'améliorer la détection des jets, tout en gardant à l'esprit qu'une plus grande ouverture de cône sera nécessaire pour la reconstruction des caractéristiques du jet. La détection d'un jet et la détermination de ses caractéristiques sont deux choses différentes.
- Plus l'énergie du jet est importante, plus le rapport $\frac{signal}{bruit}$ peut être favorable pour de

grandes valeurs d'impulsions transverses, et plus le spectre en impulsion transverse des hadrons du jet comporte de particules pour des hautes énergies. De plus, les jets de grande énergie seront moins sensibles aux fluctuations du bruit de fond. Mais quelle que soit l'énergie du jet, le bruit de fond domine pour les impulsions transverses inférieures à 2,5 GeV. Les jets très énergétiques permettront d'explorer les plus petites valeurs de x dans la fonction de fragmentation (c'est-à-dire les gammes de grand ξ pour le *hump-backed plateau*).

- En se limitant aux particules de $p_T > 2,5$ GeV, le risque de reconstruire des jets fortuits à partir des fluctuations du bruit de fond est limité.

En conclusion, un certain nombre d'arguments plaident en faveur des γ -jets pour étudier la fragmentation des jets :

- Les γ -jets proposent une sonde du plasma en ayant accès à une mesure non altérée de l'énergie du parton initial via la reconstruction du photon en coïncidence, celui-ci n'interagissant pas avec le milieu.
- Les γ -jets donnent une meilleure estimation de l'énergie du parton initial, la résolution en énergie est 5 fois meilleure comparativement aux di-jets.
- Les γ -jets aident à la détection des jets, permettant une recherche d'un jet dans une région réduite de l'espace en ayant une information "à l'avance" sur l'énergie et la position du jet.

En contrepartie, les γ -jets présentent un inconvénient important :

- Les γ -jets ont des taux de production beaucoup plus faibles que les di-jets, et leur étude est rendue plus difficile du fait d'un accès moins évident aux événements de haute énergie. De plus, l'erreur statistique est bien plus importante que pour le cas des di-jets. Un temps de mesure supérieur pourrait améliorer la qualité des résultats, mais le temps nécessaire pour dépasser les 10000 γ -jets d'au moins 100 GeV dans EMCAL est supérieur à 100 années d'exploitation au rythme prévu... Il sera donc nécessaire de travailler avec des γ -jets de plus basse énergie, en cherchant le meilleur compromis entre la statistique et une énergie suffisante pour une bonne détection du jet.

Les γ -jets peuvent donc pallier les difficultés rencontrées lors de l'analyse des jets simples. La comparaison de ces deux types d'événements nécessite une étude comparée de ces critères (résolution en énergie, statistique...) pour apprécier le gain dû à l'utilisation des γ -jets.

Chapitre 2

ALICE : l'expérience du LHC dédiée au plasma de quarks et de gluons

Ce chapitre présente l'expérience ALICE au LHC. Celle-ci est dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Dans un premier temps, un aperçu général du LHC est donné, les différents faisceaux et le complexe d'accélérateurs nécessaire à leur obtention sont exposés. Ensuite, les différentes expériences installées au LHC sont brièvement présentées.

Dans un deuxième temps, un tour d'horizon des différents sous-détecteurs d'ALICE est effectué. Ce sont les données issues de cette expérience qui seront utilisées par la suite pour l'étude des γ -jets. La partie centrale d'ALICE est détaillée du fait de son utilisation pour reconstruire les jets créés en coïncidence avec un photon γ pour nos événements γ -jet. Le système de reconstruction des traces chargées est utilisé pour la reconstruction du jet et EMCAL est utilisé pour la détection du photon γ . Ce chapitre développe tout particulièrement les caractéristiques d'EMCAL, le calorimètre électromagnétique de grande acceptance. Ses spécificités sont le point de départ de l'identification des particules et de l'étude des γ -jets présentées par la suite.

2.1 LHC en bref

Le LHC (*Large Hadron Collider* : Grand Collisionneur de Hadrons) est un accélérateur de particules, installé au CERN (Conseil Européen de Recherche Nucléaire) dans un tunnel circulaire de 27 kilomètres de circonférence, construit entre 50 et 175 mètres sous terre. Cet accélérateur se situe près de Genève, sur la frontière franco-suisse. Le tunnel avait été creusé durant les années 80 pour le grand accélérateur précédent : le LEP (*Large Electron-Positron collider*), qui avait pour objectif l'étude des collisions électron-positron à des énergies jusqu'à 200 GeV et qui fut opérationnel jusqu'en 2000 avec une dernière campagne à 209 GeV. Le LHC permettra de produire des collisions aussi bien entre protons qu'entre ions lourds. Le faisceau sera produit et pré-accélééré, en cascade, dans la chaîne d'accélérateurs du CERN (figure 2.1) puis injecté dans le LHC. Il sera le premier accélérateur capable de générer des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 14$ TeV, ce qui représente une augmentation d'un facteur 7 par rapport aux énergies du TEVATRON au

Fermilab (USA). Il produira également des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV, ce qui est 30 fois supérieur aux énergies disponibles auprès de RHIC. Les conditions standard du LHC au niveau du point d'interaction où est située ALICE sont résumées dans le tableau 2.1. Ce domaine en énergie ouvrira de nouvelles perspectives en physique nucléaire et des particules.

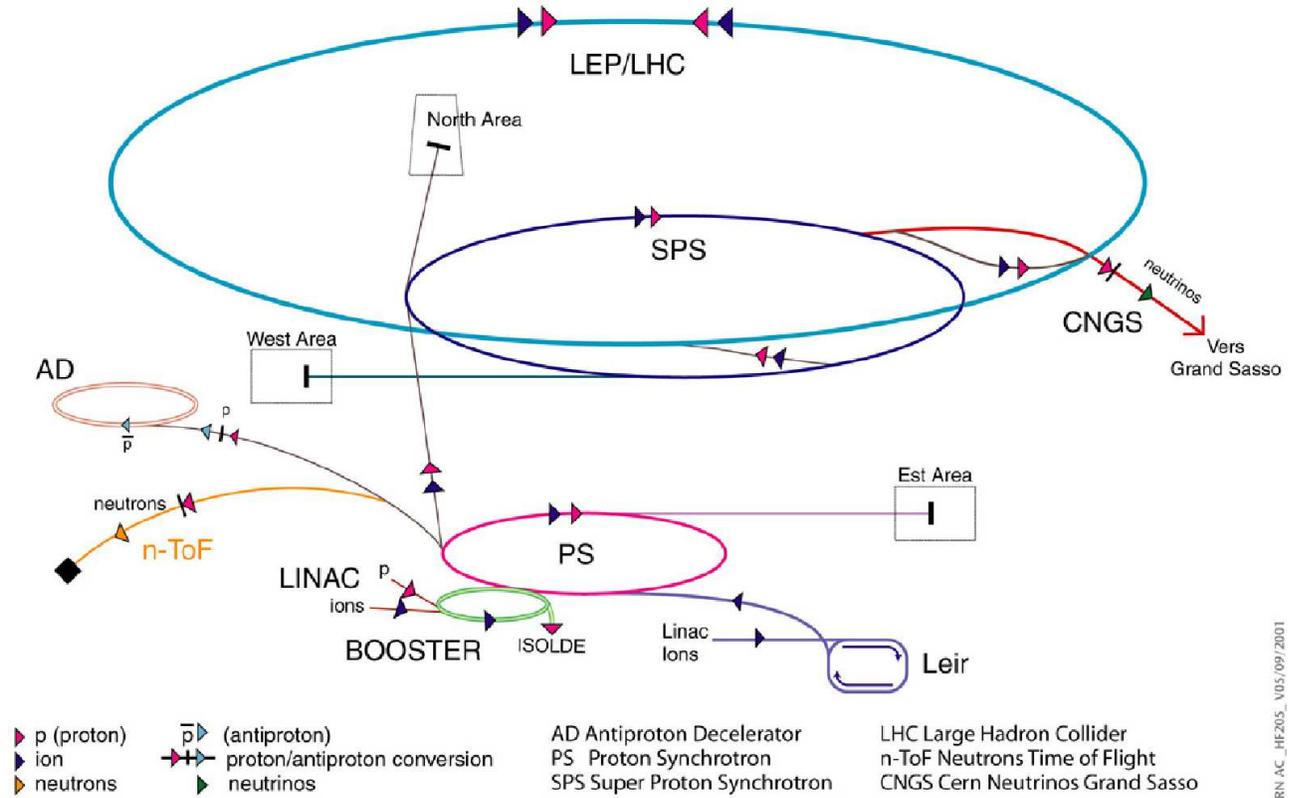


FIG. 2.1 – Complexe d'accélérateurs présents au CERN.

	p-p	Pb-Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	14	5,5
$\langle \mathcal{L} \rangle$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	3×10^{26}	5×10^{26}
Taux de comptage (s^{-1})	2×10^5	4×10^3
Durée de la campagne (s)	10^7	10^6
σ_{geom} (b)	0,07	7,7

TAB. 2.1 – Caractéristiques standard des faisceaux et des collisions disponibles auprès du LHC, au niveau du point d'interaction où est située l'expérience ALICE.

2.1.1 Faisceaux disponibles

Dans l'accélérateur, les particules circulent dans un tube sous vide. Les particules sont maintenues dans l'orbite circulaire grâce à des dipôles magnétiques, focalisées au moyen de quadripôles magnétiques et accélérées par des résonateurs électromagnétiques : l'électrostatique permet l'accélération des charges, le magnétisme dévie les charges. Le LHC requiert la plus grande infrastructure cryogénique jamais réalisée pour faire fonctionner ses aimants supraconducteurs principaux. L'énergie maximum de la collision est déterminée par les paramètres des dipôles magnétiques et par la circonférence du collisionneur.

La quantité de mouvement P d'une particule du faisceau de charge q est donnée par :

$$P = qB\rho \quad (2.1)$$

$$\frac{P}{A} = \frac{Z}{A}eB\rho \quad (2.2)$$

où $B\rho$ est la rigidité magnétique de la particule.

Si l'énergie maximum délivrée au LHC pour un faisceau de protons est de 7 TeV, alors la valeur correspondante pour le maximum d'énergie en collision Pb-Pb est de 2,75 TeV ($Z/A \sim 0,4$). Le chemin parcouru par les particules (proton ou plomb), depuis leur point de production jusqu'au point d'interaction est montré dans la figure 2.1.

Faisceau de protons

Le parcours du faisceau de protons [84] débute au Linac2. Les atomes d'hydrogène sont débarrassés de leurs électrons orbitaux. Les protons ainsi obtenus sont envoyés à une énergie de 50 MeV du Linac2 vers le PSB (*Proton Synchrotron Booster*), et accélérés jusqu'à 1,4 GeV. Ensuite, le faisceau est envoyé vers le PS (*Proton Synchrotron*) et accéléré jusqu'à 25 GeV. Le faisceau est alors injecté dans le SPS (*Super Proton Synchrotron*), où il est accéléré jusqu'à 450 GeV. Finalement, les protons sont envoyés au LHC où ils sont accélérés à leur énergie nominale de 7 TeV.

Faisceau d'ions Pb

Le faisceau d'ions Pb est créé par une source d'ions de type ECR (*Electron Cyclotron Resonance*). Après évaporation du métal, il se crée, au coeur de la source, un plasma au sein duquel les ions sont générés. Ce plasma est maintenu dans un piège magnétique créé par trois aimants solénoïdes et un aimant hexapôle. Les électrons chauds du plasma ionisent les atomes neutres, et une partie de leurs électrons est arrachée, créant ainsi des ions de différentes charges. Les ions sont extraits de la source grâce à une haute tension de 20 kV.

Regroupés alors en faisceau, les ions de Pb sont d'abord accélérés à une énergie de 4,2 MeV par nucléon par le Linac 3. A l'extrémité du Linac, un épilucheur (*stripper*) permet de «deshabiller» les ions Pb de leurs électrons, autrement dit d'augmenter leur ionisation (passage de l'état Pb^{27+} à l'état Pb^{54+}). Ils sont ensuite envoyés dans l'anneau du LEIR (*Low Energy Ion Ring*) où ils sont refroidis pour diminuer leur dispersion en

énergie, puis accélérés pour atteindre une énergie de 72,2 MeV par nucléon. Les faisceaux sont ensuite transférés pour être accélérés dans le PS où ils sont accélérés jusqu'à 5,9 GeV. Avant d'être injectés dans le SPS, ils sont à nouveau « épluchés » pour parvenir à l'état de charge Pb^{82+} . Après une nouvelle accélération dans le SPS pour atteindre 177 GeV par nucléon, ils sont finalement injectés dans le LHC et accélérés à leur énergie nominale de 2,75 GeV par nucléon [84, 85].

2.1.2 Les expériences

Les six expériences du LHC sont toutes des collaborations internationales réunissant des scientifiques d'instituts du monde entier. Chaque expérience est différente et caractérisée par son système de détection souvent extrêmement complexe.

Layout of the LEP tunnel including future LHC infrastructures.

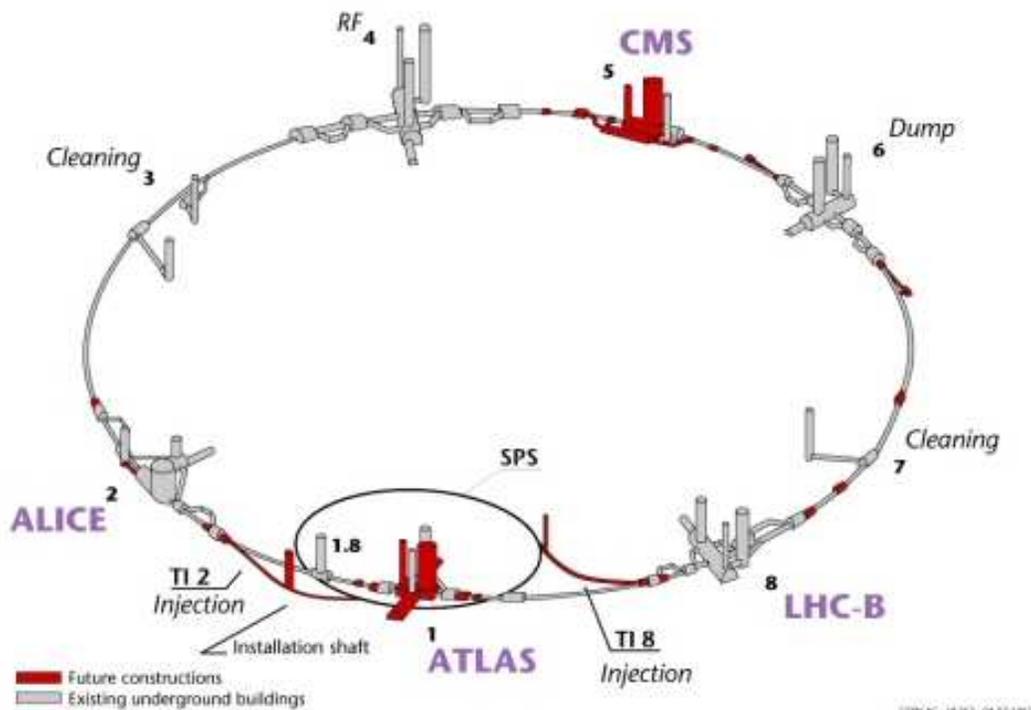


FIG. 2.2 – Disposition des expériences sur l'anneau du LHC.

ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS

ATLAS [86] est l'un des deux détecteurs polyvalents du LHC. Il explorera un large éventail de domaines de la physique, de la recherche du boson de Higgs à celle des particules super-symétriques, en passant par la quête des particules pouvant constituer la matière noire. Partageant les mêmes objectifs de physique que CMS, ATLAS mesurera des données comparables sur les particules créées lors des collisions : leur trajectoire, leur

énergie et leur nature. Cela dit, les solutions techniques et les configurations retenues pour les systèmes magnétiques de ces deux détecteurs sont radicalement différentes. Le détecteur ATLAS est principalement caractérisé par son énorme système magnétique toroïdal. Celui-ci est composé de huit bobines d'aimants supraconducteurs de 25 mètres de long disposées cylindriquement autour du tube de faisceau dont l'axe constitue le centre du détecteur. Pendant la phase d'exploitation, le champ magnétique est confiné à l'intérieur de l'espace cylindrique central délimité par les bobines.

- Dimensions : 46 mètres de long, 25 mètres de large, 25 mètres de haut ; ATLAS est le plus grand détecteur jamais construit.
- Poids : 7000 tonnes.
- Configuration : tonneau et bouchons.
- Situation : Meyrin, Suisse.

CMS : Compact Muon Solenoid

L'expérience CMS [87], comme ATLAS, explore de nombreux domaines de la physique. À la différence de l'expérience ATLAS, la collaboration CMS a opté pour d'autres solutions techniques et un système magnétique de conception différente. Le détecteur CMS est construit autour d'un énorme aimant solénoïde. Ce dernier se présente sous la forme d'une bobine cylindrique supraconductrice qui générera un champ magnétique de 4 Teslas, soit environ 100 000 fois le champ magnétique terrestre. Le champ magnétique est confiné par une « culasse » d'acier qui constitue la plus grande partie des 12 500 tonnes du détecteur. Contrairement aux autres détecteurs géants du LHC qui ont été construits sous terre, CMS a été construit en surface. Ses 15 sections ont ensuite été descendues dans la caverne pour y être assemblées.

- Dimensions : 21 mètres de long, 15 mètres de large et 15 mètres de haut.
- Poids : 12 500 tonnes.
- Configuration : tonneau et bouchons.
- Situation : Cessy, France.

ALICE : A Large Ion Collider Experiment

L'expérience ALICE sera dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds et nous la présenterons en détail dans la section suivante (section 2.2)

- Dimensions : 26 mètres de long, 16 mètres de large, 16 mètres de haut.
- Poids : 10 000 tonnes.
- Configuration : tonneau central plus spectromètre à muons à petits angles à un seul bras.
- Situation : St Genis-Pouilly, France.

LHCb : Large Hadron Collider beauty

L'expérience LHCb [88] cherche à comprendre pourquoi l'univers semble être constitué entièrement de matière, sans aucune présence d'antimatière. L'expérience explorera les différences entre matière et antimatière en étudiant la production de quarks b . Le LHC recréera les instants juste après le Big Bang, pendant lesquels les paires de quarks b et

d'antiquarks b auraient été produites. LHCb utilise une série de sous-détecteurs alignés le long du faisceau afin de traquer principalement les particules à petits angles. Le premier sous-détecteur est installé près du point de collision ; les autres se suivent sur une longueur de 20 m. Une grande variété de types de quarks seront créés par le LHC avant de se désintégrer rapidement pour former d'autres particules. Pour traquer les quarks b , la collaboration LHCb a mis au point des trajectographes mobiles, installés au plus près de la trajectoire des faisceaux.

- Dimensions : 21 mètres de long, 13 mètres de large et 10 mètres de haut.
- Poids : 5600 tonnes.
- Configuration : spectromètre à petits angles avec détecteurs planaires.
- Situation : Ferney-Voltaire, France.

TOTEM : TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement

L'expérience TOTEM [89] étudie des particules émises à très petits angles qui donne accès à une physique non étudiée par les expériences polyvalentes. Entre autres recherches, TOTEM va, par exemple, mesurer la taille des protons et évaluer précisément la luminosité du LHC. Pour ce faire, TOTEM doit être en mesure de détecter les particules produites au plus près des faisceaux du LHC. L'expérience comprendra des détecteurs abrités dans des chambres à vide spécialement conçues ; ces détecteurs, appelés « pots romains », sont reliés aux tubes de faisceau du LHC. Huit pots romains seront placés par paire à quatre emplacements proches du point de collision de l'expérience CMS. Bien que les deux expériences soient indépendantes, TOTEM complétera les résultats obtenus par le détecteur CMS ainsi que par les autres expériences du LHC.

- Dimensions : 440 mètres de long, 5 mètres de large et 5 mètres de haut.
- Poids : 20 tonnes.
- Configuration : pots romains avec détecteurs GEM et chambres à rubans cathodiques.
- Situation : Cessy, France (près de CMS).

LHCf : Large Hadron Collider forward

L'expérience LHCf [90] utilise les particules à petits angles pour simuler des rayons cosmiques en laboratoire. Les rayons cosmiques sont des particules chargées provenant de l'espace interstellaire et qui bombardent constamment l'atmosphère terrestre. Arrivées dans la haute atmosphère, ces particules énergétiques percutent des noyaux d'atomes, ce qui produit une cascade de particules au sol. Les collisions dans le LHC produisent des cascades similaires, ce qui pourrait aider les physiciens à étalonner les détecteurs des gigantesques expériences sur les rayons cosmiques (certaines peuvent couvrir des milliers de kilomètres) ainsi qu'à interpréter leurs résultats.

- Dimensions : deux détecteurs dont chacun mesure 30 cm de long, 10 cm de large et 10 cm de haut.
- Poids : 40 kg chacun.
- Situation : Meyrin, Suisse (près d'ATLAS).

LCG : LHC Computing Grid (grille de calcul du LHC)

Cet équipement informatique est parfois considéré comme une expérience à part entière du LHC tant sa contribution est importante au projet. Quand l'exploitation du LHC débutera, quelques 15 pétaoctets (15 millions de gigaoctets) de données seront produits chaque année. Des milliers de chercheurs à travers le monde voudront accéder à ces données pour les analyser, c'est pourquoi le CERN a décidé de construire une infrastructure distribuée de stockage et de traitement des données : la grille de calcul LHC ou LCG (*LHC Computing Grid*) [91]. Les données des expériences au LHC seront distribuées à travers la planète, tandis que le CERN en conservera sur bande une sauvegarde primaire. La grille LCG se présente comme un ensemble de centres de calcul hiérarchisés en trois niveaux : au niveau 0, appelé Tier-0, le centre de calcul auprès de l'accélérateur LHC produit les données brutes, les conserve et les redistribue au second niveau appelé Tier-1 ; ce dernier est constitué d'une dizaine de centres de calculs dits "centres névralgiques", dans lesquels seront réparties puis traitées les données primaires directement issues des expériences du LHC ; au niveau Tier-2 et Tier-3, il existe plus de 100 centres qui fournissent principalement des ressources pour l'analyse et le stockage des données réduites. Les chercheurs accéderont à titre individuel à ces équipements à travers des ressources telles que les fermes locales des départements d'universités ou même depuis leurs ordinateurs individuels, lesquels seront susceptibles d'être régulièrement alloués à la grille LCG.

- 15 millions de Go générés chaque année.
- pour les Tier-1 : 12 millions de SpecInt 2000¹ (soit l'équivalent d'environ 6 000 processeurs actuels), une capacité de stockage sur disques de l'ordre de l'ordre de 8 pétaoctets et une vitesse de transfert des données avec le CERN d'un minimum de 10 gigabits par seconde. Une dizaine de Tier-1 sont prévus.
- pour les Tier-2 : une centaine est prévue ; ils fournissent principalement des ressources pour l'analyse, la simulation et le stockage des données.

2.2 ALICE

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [92, 82] a été conçue pour l'étude des collisions d'ions lourds [93].

Cette expérience permettra l'investigation de la physique associée dans une gamme d'énergie très large (de quelques centaines de MeV à 100 GeV environ), et ce avec une énergie disponible dans le centre de masse encore inédite (jusqu'à 14 TeV par nucléon dans le mode p-p).

Il sera possible d'identifier des particules et de reconstruire leur trace pour ces énergies, et ce avec des densités de particules extrêmement élevées. ALICE a été conçue il y a une dizaine d'années avec comme cahier des charges de travailler dans un environnement à 8000 particules par unité de pseudo-rapacité. Les résultats de RHIC suggèrent de réduire d'un facteur 4 les prédictions de production de particules au LHC, ce qui assure à ALICE

¹Le Spec est l'unité de mesure de la puissance de calcul d'un ordinateur. "SpecInt" et "SpecFp" désignent respectivement les performances en calcul entier et en calcul réel. 1 KiloSpecInt2000= 1000 SpecInt2000, puissance équivalente à un pentium Xeon 2,8 GHz.

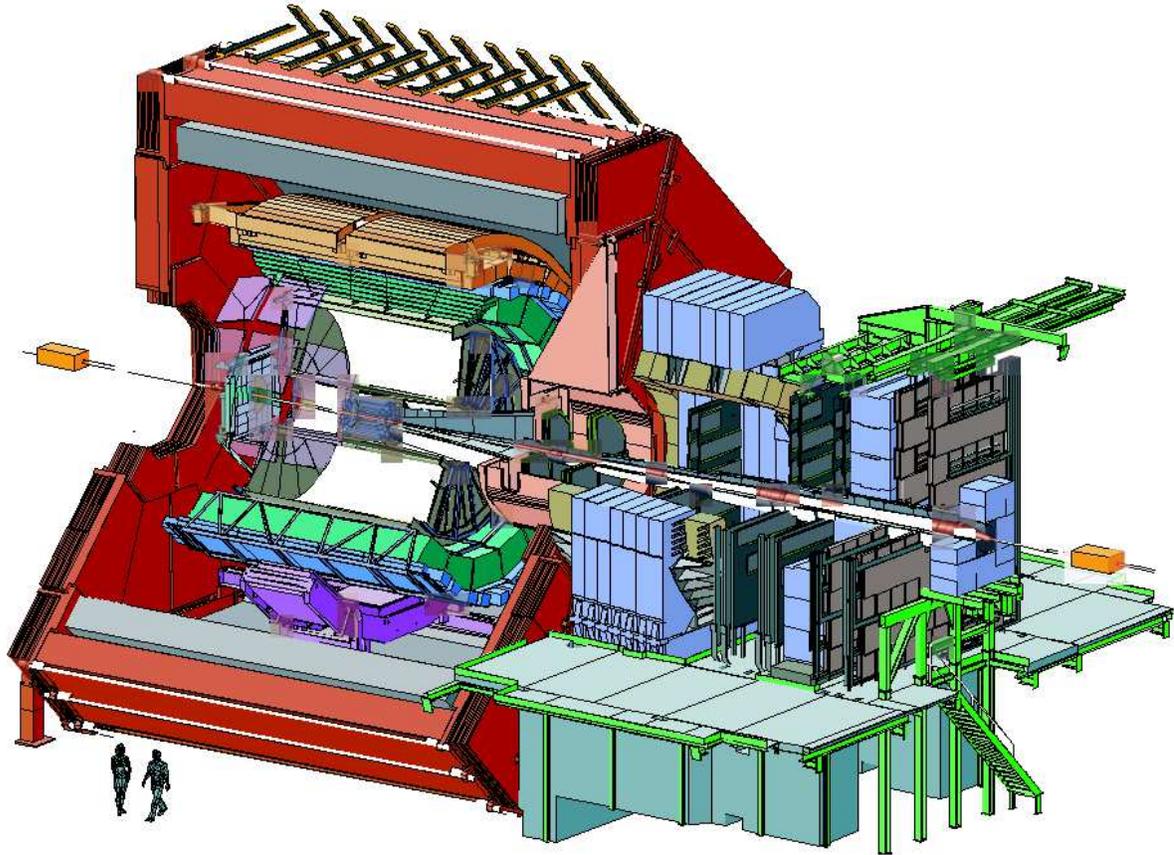


FIG. 2.3 – Représentation 3D de l'expérience ALICE. À droite le bras dimuon, à gauche la partie centrale.

la possibilité de travailler dans d'excellentes conditions en prenant en compte ces nouvelles valeurs.

L'expérience ALICE est constituée de détecteurs mesurant des observables globales (on les appelle les détecteurs globaux), une partie centrale et un spectromètre à muons.

2.2.1 ALICE : réunir tous les types de détecteurs dans une seule expérience

La partie centrale couvre une région en pseudo-rapacité $|\eta| \leq 0,9$ et est située dans un champ magnétique $B \leq 0,5$ T généré par le grand aimant solénoïde qui équipait l'expérience L3 du LEP. Elle permet d'obtenir les informations nécessaires à la reconstruction des trajectoires des particules chargées à leur identification et à la détection des photons.

En partant du coeur (région du vertex primaire) et en allant vers la périphérie du détecteur, la partie centrale est composée de :

- l'ITS (*Inner Tracking System*), le système de trajectographie interne,
- la TPC (*Time Projection Chamber*), une chambre à projection temporelle de grande

dimension,

- le TRD (*Transition Radiation Detector*), un ensemble de détecteurs à radiation de transition qui mesure les traces de particules chargées,
- le TOF (*Time Of Flight detector*) pour l'identification des électrons et un appareillage de mesure de temps de vol.

Tous ces systèmes de détection couvrent toute l'acceptance de la partie centrale. Cette partie comprend aussi l'ensemble d'identification de particules à grande impulsion, HM-PID (*High Momentum Particle Identification Detector*) qui permet d'étendre la gamme en impulsion transverse pour l'identification des particules.

Un spectromètre de photons, PHOS (*PHOton Spectrometer*) permet l'identification des photons, précisément grâce à sa grande granularité mais dans une faible acceptance ($-0,12 < \eta < 0,12$). Un calorimètre électromagnétique, EMCal (*Electro-Magnetic CALorimeter*), situé à l'opposé de PHOS, permet de détecter les particules neutres. Il possède une granularité plus grossière que celle de PHOS mais couvre un domaine en rapidité beaucoup plus important et est adapté aux mesures des processus durs ($-0,7 < \eta < 0,7$).

Le spectromètre à muons couvre l'intervalle de rapidité $-4,0 < \eta < -2,5$ et est placé dans un champ magnétique $B \leq 0,7$ T produit par un aimant dipolaire. Il a un rôle essentiel dans la collecte des informations nécessaires à la reconstruction des trajectoires de muons.

Enfin, cinq détecteurs permettent la mesure d'observables globales :

- Le FMD (*Forward Multiplicity Detector*), en charge de l'évaluation de la centralité des collisions.
- Les PMD (*Photon Multiplicity Detector*), V0 et T0 déterminent la multiplicité des particules ainsi que la luminosité du faisceau.
- Le ZDC (*Zero Degree Calorimeter*), dont les données sont de première importance dans la détermination de la centralité des collisions.

L'expérience est complétée par un ensemble de scintillateurs pour la détection des rayons cosmiques (ACORDE).

2.2.2 Détecteurs pour la mesure d'observables globales

Nous nous référerons aux détecteurs FMD, V0 et T0 comme étant les détecteurs aux petits angles (*forward detectors*) alors que les PMD et ZDC sont situés beaucoup plus loin du point de collision. La figure 2.4 donne une vue de ces détecteurs [92, 94].

FMD

Le FMD (*Forward Multiplicity Detector*) est constitué de cinq disques de détecteurs en couches de silicium dont les dimensions sont indiquées dans le tableau 2.2.

Il a pour objectif d'évaluer la multiplicité des particules chargées dans la gamme en pseudo-rapacité $-5,1 < \eta < -1,7$ et $1,7 < \eta < 3,4$. En complément de l'ITS, il permet une mesure de la multiplicité de particules chargées pour $-3,4 < \eta < 3,4$ dans tous les systèmes de collision. Pour la détermination de la multiplicité avec le FMD, deux approches peuvent être considérées. L'approche de Poisson suppose qu'en moyenne, chaque canal est traversé par environ une particule chargée par événement central. La

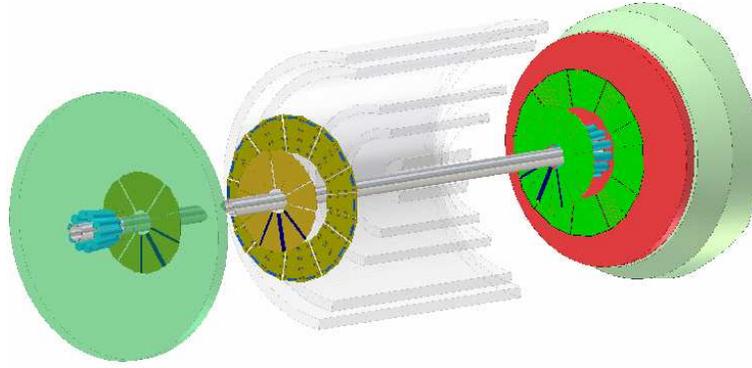


FIG. 2.4 – Représentation 3D des détecteurs aux petits angles d’ALICE. De gauche à droite : T0, V0, FMD, et la zone plus claire représente l’ITS en coupe.

Disque	z (cm)	R_{in} cm	R_{out} cm	η_{cov}
Si1 intérieur	-75,2	15,4	28,4	$-2,29 < \eta < -1,70$
Si1 extérieur	-62,8	4,2	17,2	$-3,40 < \eta < -2,01$
Si2 intérieur	75,2	15,4	28,4	$1,70 < \eta < 2,29$
Si2 extérieur	83,4	4,2	17,2	$2,28 < \eta < 3,68$
Si3	340,0	4,2	17,2	$3,68 < \eta < 5,09$

TAB. 2.2 – Dimensions et couverture en rapidité des diverses couches du FMD.

multiplicité peut alors être déterminée en comparant le nombre d’éléments touchés à celui d’éléments non touchés, les canaux vides. Il s’agit de compter les canaux vides et d’évaluer la multiplicité de particules chargées statistiquement. L’autre approche consiste à obtenir la multiplicité en particules chargées à partir de l’énergie déposée dans chaque couche du détecteur. Cette dernière approche suppose que chaque particule dépose (en moyenne) la même quantité d’énergie (particules au minimum d’ionisation, MIPs).

V0

Le détecteur V0 [94] est un composant essentiel pour le système de déclenchement rapide (*fast trigger*) et pour la détermination de la centralité. Il est composé de deux disques (V0A et V0C) d’éléments scintillants, situés de part et d’autre du point d’interaction des faisceaux. Le V0C est fixé sur la face avant de l’absorbeur du spectromètre à muons. Il est constitué de 48 éléments scintillants. Ceux-ci sont arrangés radialement, dans un boîtier de fibre de carbone, en deux petites couronnes de 8 compteurs chacune et 2 grandes couronnes de 16 compteurs groupés deux à deux. Le détecteur V0C est ainsi constitué de 32 voies de détection distribuées autour du tube de faisceau à environ 90 cm du point de collision. Il doit permettre un rejet efficace du bruit de fond des interactions faisceau-gaz résiduel, de déterminer la centralité de la collision et de contrôler la luminosité de la collision.

T0

Le T0 est un détecteur constitué de deux ensembles (T0A et T0C) de 12 compteurs Cherenkov [95, 94]. T0C est situé à $z = -70$ cm (côté spectromètre muon) et couvre une acceptance $-3,3 < \eta < -2,9$. T0A est situé plus loin du point d'interaction, à $z = 350$ cm et couvre une acceptance $4,5 < \eta < 5$. Chaque compteur Cherenkov est installé sur une couronne de tubes photo-multiplicateurs de 3 mm de diamètre et de 45 mm de long, couplés à des "radiateurs" quartz de 30 mm de diamètre et de 30 mm d'épaisseur. Le détecteur a une résolution temporelle d'environ 50 ps et est capable de déterminer une position de vertex avec une résolution de 1,3 cm. Le T0 a pour objet de déterminer l'instant de la collision, information nécessaire au TOF ; de délivrer un signal de déclenchement rapide (*fast trigger*) au moyen d'une mesure rapide de position de vertex, en discriminant les interactions faisceau-gaz ; de mesurer la multiplicité pour générer trois types de déclenchement rapide : déclenchement de biais minimum et deux déclenchements de centralité.

PMD

Le PMD (*pre-shower Photon Multiplicity Detector*) mesure événement par événement la multiplicité de photons et leur distribution spatiale (η, ϕ) [94, 96, 97]. Il est situé à $z = 360$ cm et couvre $2,3 < \eta < 3,5$. Il est constitué de deux plans identiques de détecteurs avec un convertisseur en plomb de $3 X_0$ au centre. Ce détecteur est un compteur proportionnel à gaz qui a la particularité d'avoir une structure en nid d'abeille et d'utiliser un mélange gazeux Ar/CO₂ (70%/30%). Les cellules hexagonales ont une section de 0,22 cm² et une épaisseur de 0,5 cm. Le plan de détecteur faisant face au point d'interaction est utilisé pour distinguer les particules chargées et est appelé veto. L'autre plan de détecteur est appelé pied-de-gerbe (*pre-shower*) et donne à la fois les signaux de photons et des particules chargées. Ainsi les photons peuvent être extraits du signal.

ZDC

Le ZDC (*Zero Degree Calorimeter*) a pour rôle de mesurer le nombre de nucléons spectateurs et de déterminer la centralité de la collision. Quand une collision a lieu, les nucléons spectateurs (c'est-à-dire ceux qui n'interagissent pas) sont éjectés le long de l'axe des faisceaux, soit à rapidité élevée pour ce système de collision (*forward rapidity*). Le ZDC mesure le nombre et l'énergie de ces nucléons spectateurs dans le but d'évaluer le nombre de participants et la centralité de la collision. Le détecteur est composé de deux calorimètres hadroniques, le calorimètre à neutrons (ZN qui détecte les neutrons spectateurs) et le calorimètre à protons (ZP qui détecte les protons spectateurs), et d'un troisième calorimètre électro-magnétique (ZEM qui mesure les nucléons participants). Les caractéristiques sont données dans le tableau 2.3. Les calorimètres électromagnétiques sont placés à $z = \pm 116$ m. Ils sont constitués d'un matériau dense passif et de fibres de quartz (détecteurs Cherenkov) entrecoupant le matériau passif. Les nucléons spectateurs interagissant avec le matériau génèrent des gerbes produisant des radiations Cherenkov qui sont détectées dans les fibres de quartz. Le ZN est situé entre les deux tubes-faisceau, pour profiter du fait que les neutrons ne sont pas déviés par les champs magnétiques.

À l'opposé, le ZP est placé à l'extérieur des tubes-faisceau, du côté où les particules de charge positive sont déviées. Les deux ZEM sont placés à $z = 7$ m, du côté opposé au spectromètre muon, et couvrent $4,8 < \eta < 5,7$. Le ZEM évalue le nombre de participants en mesurant l'énergie déposée dans le calorimètre. Le détecteur utilise la même technologie que ZN et ZP mais avec du plomb et des fibres orientées à 45 degrés, là où est le pic de production de lumière Cherenkov.

	ZN	ZP	ZEM
z (m)	116	116	7
Dimension (cm ³)	7,04×7,04×100	12×22,4×150	7,04×7,04×100
Matériau de l'absorbeur	alliage de tungstène	laiton	plomb
Orientation des fibres	0°	0°	45°
Taux de remplissage	1/22	1/65	1/11

TAB. 2.3 – Caractéristiques du ZDC.

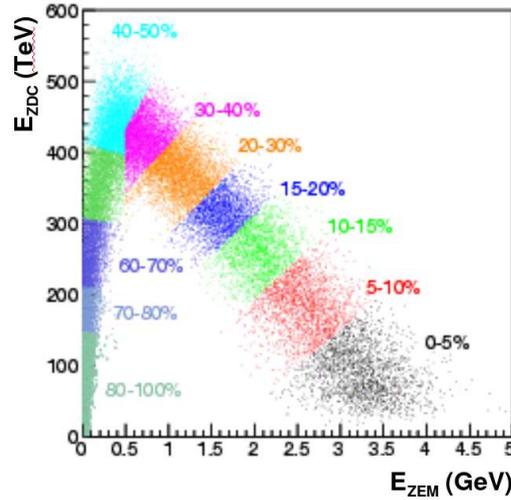


FIG. 2.5 – Énergie ZDC en fonction de l'énergie ZEM, en utilisant des simulations rapides.

En comparant les énergies mesurées par le ZEM, E_{ZEM} et l'énergie des nucléons spectateurs, $E_{ZDC} = E_{ZN} + E_{ZP}$, il est possible de comparer le nombre de nucléons participants et le nombre de nucléons spectateurs, puis d'en déduire, d'après le modèle géométrique de Glauber [98], la centralité de la collision, le nombre de participants et le nombre de collisions nucléon-nucléon selon le paramètre d'impact. La figure 2.5 présente un graphique avec dix classes de centralité.

2.2.3 Partie centrale

ITS

L'ITS (*Inner tracking System*), ou système de trajectographie interne, est le plus interne des détecteurs d'ALICE. Il a pour but de participer à la reconstruction des traces des particules chargées et de déterminer le vertex de l'interaction primaire. Il est constitué de six couches cylindriques de détecteurs silicium et couvre $|\eta| < 0,9$ pour des vertex situés à l'intérieur du diamant d'interaction ($\pm 1 \sigma$, c'est-à-dire 10,6 cm autour de l'axe du faisceau) [99,100,92]. Il combine plusieurs technologies de détecteurs silicium pour pouvoir satisfaire différents objectifs qui lui sont assignés en tenant compte de son acceptation : la mesure de dE/dx , une résolution spatiale fixée, et la nécessité de minimiser les épaisseurs de matériau dans le volume actif, le niveau de radiations dans cet espace. De ce fait, les couches internes sont équipées avec des détecteurs à pixel de silicium (SPD : *Silicon Pixel Detector*), les deux couches suivantes sont équipées avec des détecteurs silicium à dérive (SDD : *Silicon Drift Detector*), et les deux couches externes sont équipées de détecteurs silicium double-face à micropistes (SSD : *Silicon micro-Strip Detector*). Une représentation de l'ITS est donnée figure 2.6 et le tableau 2.4 explicite les principales caractéristiques du détecteur.

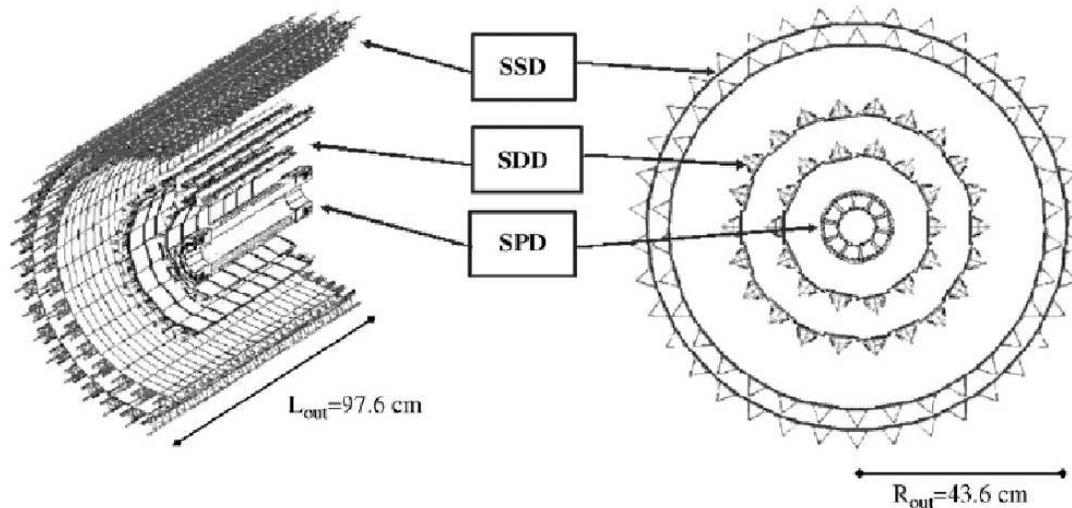


FIG. 2.6 – Vues du détecteur ITS. Isométrique avec coupe à gauche, coupe transverse à droite.

L'ITS doit donc contribuer à localiser le vertex primaire avec une résolution supérieure à $100 \mu\text{m}$, à la reconstruction des vertex secondaires issus des décroissances des hypérons D et des mésons B . Par ailleurs il doit compléter le système global de trajectographie afin d'améliorer les résultats des mesures réalisées à l'aide de la TPC en étendant celles des impulsions des particules en-dessous de 100 MeV. Pour finir, il doit permettre d'augmenter

	SPD	SDD	SSD
surface totale (m ²)	0,2	1,31	4,77
nombre de modules	240	260	1698
surface active du module (mm ²)	12,8 × 69,6	70,2 × 75,3	73 × 40
nombre de canaux par module	40960	2 × 256	2 × 768
résolution spatiale $r\phi$ (μm)	12	38	20
résolution spatiale z (μm)	100	28	830

TAB. 2.4 – Dimensions des divers éléments de l'ITS.

la résolution (p, θ) de reconstruction des traces des particules, et ce pour des densités de particules élevées ($\epsilon < 90$ particules/cm² : ϵ est la densité de particules par unité de surface).

TPC

La TPC (*Time Projection Chamber*), ou chambre à projection temporelle, est le principal détecteur de la partie centrale d'ALICE pour la reconstruction des traces [101, 102, 92]. Elle permet la reconstruction des traces et la détermination de l'impulsion des particules chargées avec une séparation de traces efficace. Elle permet l'identification des particules et la localisation du vertex primaire de la collision. Cette chambre peut mesurer des particules chargées avec des impulsions transverses p_T entre 100 MeV/ c (avec 1 - 2% de résolution) et 100 GeV/ c (avec 5% de résolution si la TPC est utilisée avec l'ITS). La TPC consiste en un cylindre de 510 cm de long ($|z| < 255$ cm) de diamètre interne de 84 cm et de diamètre externe de 246 cm. Elle couvre $|\eta| < 0,9$ (jusqu'à $|\eta| < 1,5$ pour des traces courtes). La figure 2.7 présente une vue de la TPC.

Ce détecteur possède une électrode centrale à laquelle est appliquée une haute tension de 100 kV, et deux "dégradeurs de potentiel" opposés. Ce dispositif permet l'obtention d'un champ électrostatique uniforme de 400 V cm⁻¹ dans le volume de gaz qui est rempli avec 88 m³ d'un mélange Ne/CO₂ (90%/10%). Ces caractéristiques impliquent un temps maximum de dérive de 88 μs ce qui limite la résolution temporelle de la TPC. Les plaques extrêmes du détecteur sont équipées de chambres proportionnelles multi-fils avec des blocs cathode de lecture, structurés en 18 secteurs trapézoïdaux pour chacune des plaques aux extrémités. Ces secteurs sont segmentés en deux chambres à $r = 84,1$ cm, 132,1 cm et 246,6 cm. Les tailles des chambres de lecture sont respectivement de $4 \times 4,5$ mm², 6×10 mm² et 6×15 mm². Ces chambres sont fermées par une porte en grille, qui est reliée aux chambres par des fils électriques : quand il y a un déclenchement rapide (*trigger*) de niveau L1 (6,5 μs après la collision), la porte est ouverte pendant le temps de dérive. Cela signifie que les fils sont maintenus au même potentiel, permettant le passage des électrons générés dans la zone de dérive vers la zone d'amplification. Le reste du temps, cette porte est fermée. Comme la grille est polarisée par un champ dipolaire, elle empêche les électrons d'entrer dans la région d'amplification et elle repousse les ions créés par avalanche dans la région d'amplification.

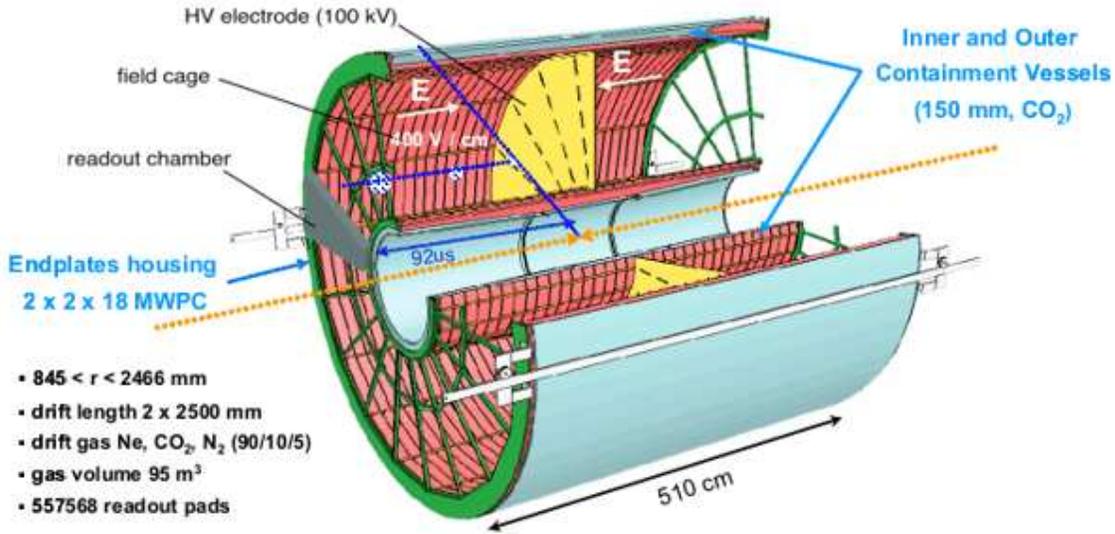


FIG. 2.7 – Vue isométrique avec coupe de la chambre à projection temporelle, TPC, d’ALICE.

TRD

Le TRD (*Transition Radiation Detector*) est un détecteur à radiation de transition. Il couvre $|\eta| < 0,9$ et est placé entre la TPC et le TOF, soit entre les rayons 2,9 m et 3,7 m et $|z| < 3,5$ m [103,92]. Il est composé de 18 secteurs, chacun de ces secteurs étant constitué de 6 couches et 5 chambres, ce qui donne un total de $18 \times 6 \times 5 = 540$ modules. Les modules consistent en un radiateur de 4,8 cm d’épaisseur, une chambre proportionnelle multi-fils (MWPC pour multi-wire proportionnal chamber) et un bloc cathode de lecture. Les chambres sont remplies avec un mélange de gaz Xe/CO₂ (85%/15%). La taille typique d’un bloc est de 6-7 cm². La résolution $r\phi$ est d’environ 400 μm . La résolution en impulsion du TRD fonctionnant seul est de :

$$\frac{\Delta P}{P} \approx 2,5\% \oplus 0,5(0,8)\% \quad \text{pour : } \frac{dN_{\text{ch}}}{d\eta} = 2000(8000) \quad (2.3)$$

Le principe de fonctionnement du détecteur à radiation de transition découle du fait que, quand une particule chargée relativiste traverse la frontière entre deux matériaux de constante diélectrique différente, elle émet une radiation dite de transition. Les caractéristiques de cette radiation dépendent fortement du facteur cinématique de Lorentz γ , ce qui est intéressant pour la discrimination de particules. Dans la gamme d’impulsion P de 1 à 100 GeV/ c , seuls les électrons produisent des radiations de transition. Ces radiations sont des rayons X (énergie de quelques KeV) dont la distribution en angle d’émission présente un pic de l’ordre de $1/\gamma$ par rapport à l’axe de propagation de la particule. La figure 2.8 schématise ce principe de fonctionnement.

Le principal objectif du TRD est de permettre l’identification des électrons pour $P > 1$ GeV/ c grâce à un rejet efficace des pions (suppression de l’ordre de 10^{-2} , ce qui

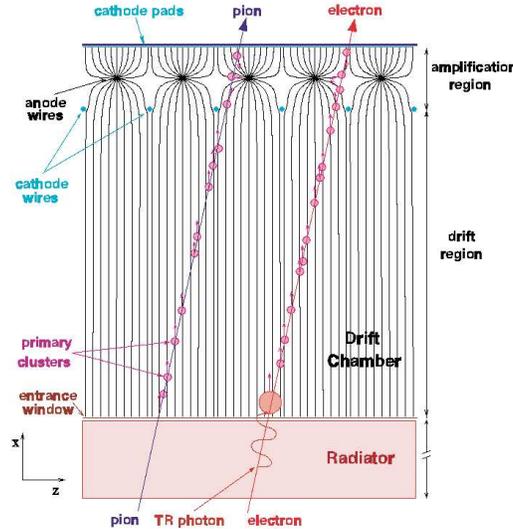


FIG. 2.8 – Illustration du principe de fonctionnement du TRD.

signifie que pour 100 pions, un seul sera identifié comme un électron). Puisqu'il s'agit d'un détecteur rapide dans la reconstruction de traces, il peut être utilisé en déclenchement rapide pour des électrons de grand p_T (déclenchement rapide pour des traces uniques de $p_T > 3 \text{ GeV}/c$); il aide aussi à améliorer la mesure de l'impulsion et l'identification de hadrons.

TOF

Le TOF (*Time of flight*), ou détecteur de temps de vol, couvre lui aussi $|\eta| < 0,9$ et permet l'identification des particules pour les moments intermédiaires ($0,2 < p < 2,5 \text{ GeV}/c$) [92, 104, 105]. Avec l'aide de l'ITS et de la TPC (pour la reconstruction du vertex primaire et de la mesure de dE/dx à petit P), il permet l'identification événement par événement des pions, kaons et protons. Le TOF est composé de 18 secteurs (en ϕ) eux-mêmes composés de 5 secteurs (en z) qui sont constitués de chambres résistives multi-gap (MRPC : Multi-gap Resistive Plate Chamber). Ce détecteur se situe à un rayon $3,70 < r < 3,99 \text{ m}$ et a une longueur totale de $7,45 \text{ m}$. La taille de chaque chambre est de $3,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$. Le TOF est caractérisé par une résolution temporelle inférieure à 40 ps , ce qui lui permet d'identifier les particules π et K entre $0,2$ et $2,5 \text{ GeV}/c$, les protons entre $0,4$ et $4,5 \text{ GeV}/c$, et les électrons entre $0,1$ et $0,5 \text{ GeV}/c$.

La différenciation des hadrons est rendue possible par une sélection sur les valeurs de temps de vol qui sont fonction de l'impulsion p . L'ITS et la TPC permettent de reconstruire les traces de ces particules qui sont prolongées jusqu'au TOF, pour les particules en correspondance. La distance de parcours l est calculée à partir de l'impulsion de la trace (p). Le temps de vol permet d'évaluer la masse de la particule comme étant : $m = \sqrt{t^2/(l^2 - 1)}$ [104]. L'obtention de p en fonction de m est alors possible, comme dans la figure 2.9 issue de [82], qui permet d'identifier les hadrons.

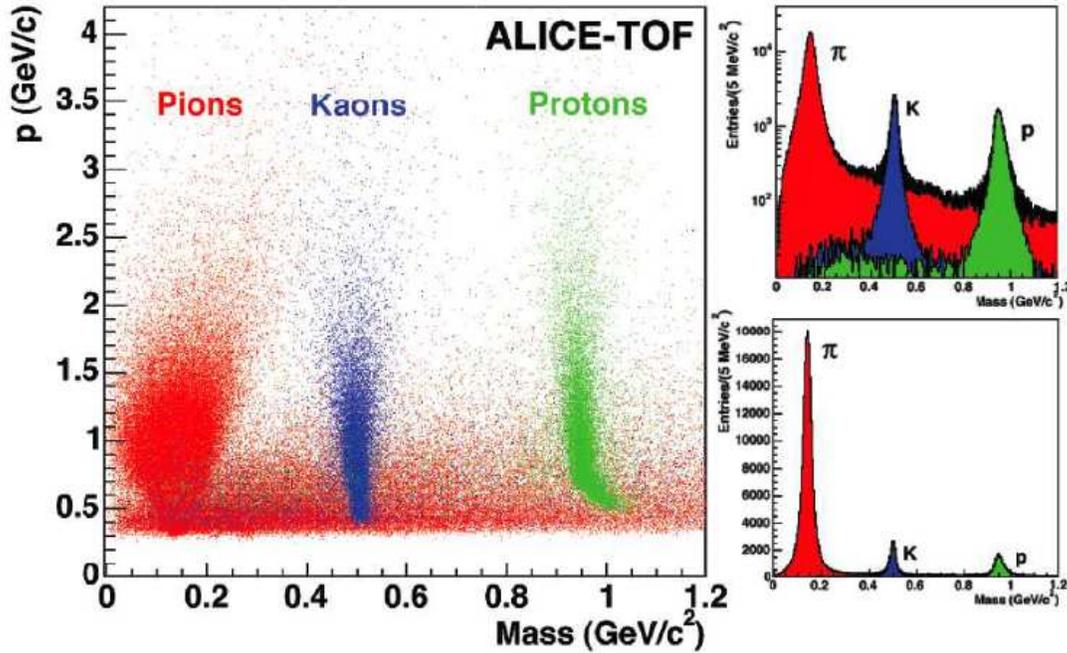


FIG. 2.9 – Spectre de masse en fonction de l’impulsion, obtenu avec le détecteur TOF, pour 200 événements centraux Pb-Pb HIJING et une résolution TOF de 80 ps. Les graphiques de droite représentent la distribution en masse pour $0,5 < p < 4,2$ GeV/c en échelles logarithmique et linéaire .

HMPID

L’identificateur de particules de moment élevé (HMPID : *High Momentum Particle Identification*) est l’un des détecteurs les plus externes de la partie centrale d’ALICE [92,106]. Il est situé à $r = 5$ m et sa couverture azimutale et en rapidité est : $\Delta\phi = 57,61^\circ$, $|\eta| < 0,6$. Il est constitué de 7 modules de $1,5 \times 1,5$ m² qui sont des compteurs Cherenkov à imagerie annulaire (RICH : *Ring Imaging CHerenkov counter*). Le HMPID fait appel à l’effet Cherenkov : lorsqu’une particule chargée traverse un milieu (du C₆F₁₄ liquide dans le cas du radiateur du HMPID) à une vitesse dépassant la vitesse de la lumière dans ce milieu, des photons sont émis selon un angle bien défini qui dépend de la vitesse de la particule. La radiation est émise selon l’angle $\cos\theta = 1/n\beta$ ($\beta = v/c$, n étant l’indice de réfraction du milieu). Le radiateur du HMPID est constitué d’une couche de 15 mm de C₆F₁₄ liquide, ce qui correspond à $\beta_{\min} = 0,77$ et à une valeur d’impulsion maximale de $1,21 \times m$ où m est la masse de la particule.

Dans le HMPID, un film mince de ICs convertit, avec une grande efficacité, les photons en électrons, lesquels sont détectés dans une chambre à fils proportionnelle conventionnelle pourvue d’une cathode segmentée. Ce compteur de photons est rempli de méthane et la taille des blocs est $8 \times 8,4$ mm². Les anneaux Cherenkov peuvent être mesurés avec une précision de quelques mrad. La corrélation entre l’angle Cherenkov et l’impulsion de la particule permet la différenciation des π , K et p . Ce détecteur permet la mesure inclusive

des hadrons identifiés pour $p_T < 5 \text{ GeV}/c$, la discrimination des π et K jusqu'à $3 \text{ GeV}/c$, et celle des p jusqu'à $5 \text{ GeV}/c$, trace par trace.

PHOS

PHOS est un spectromètre électromagnétique de grande résolution, composé de 17280 canaux de détection répartis en cinq modules et situé en bas de l'ensemble ALICE. Il couvre un angle azimutal de 100° et $|\eta| < 0,12$. Sa surface totale est d'environ 8 m^2 et le volume des cristaux est évalué à environ $1,5 \text{ m}^3$ [92, 50]. PHOS est optimisé pour la mesure de photons (de $0,5$ à $10 \text{ GeV}/c$) et de π^0 (de 1 à $10 \text{ GeV}/c$).

Il est composé de deux parties : le veto de particules chargées (CPV : *Charged Particle Veto*) et le calorimètre électromagnétique (EMC) proprement dit. Ce dernier est un ensemble de cristaux de plomb-tungstène, PbWO_4 (PWO), de dimension $2,2 \times 2,2 \times 18 \text{ cm}$, couplés à une diode APD photo-diode à avalanche ou *Avalanche Photo-Diode* avec une pré-amplification à faible bruit. La zone froide est l'ensemble cristal, photodiode et pré-amplification : c'est une partie du montage qui est à une température de $-25 \text{ }^\circ\text{C}$. Elle est composée de trois parties : les cristaux qui permettent de détecter les particules, les APD qui transforment la lumière des cristaux en signal, et un pré-amplificateur. Les cristaux (PWO) ont le rôle de scintillateurs, c'est-à-dire qu'ils permettent de transformer l'énergie d'une particule en une quantité de photons détectables (lumière visible). La pré-amplification remplit deux fonctions. Tout d'abord, elle permet de transformer la charge délivrée par la diode en une tension grâce à une fonction d'intégration. De plus, un tel amplificateur est conçu pour ne pas ajouter de bruit aux signaux faibles, donc le rapport signal sur bruit reste petit pour assurer une détection des signaux faibles et des signaux forts avec la même précision.

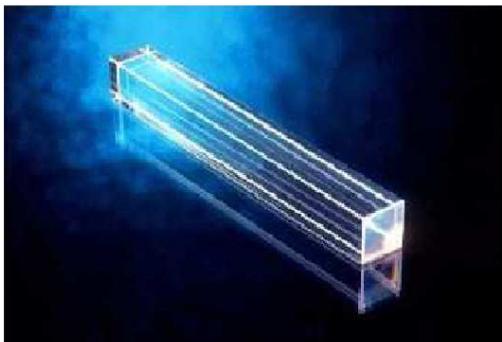


FIG. 2.10 – Détails de PHOS : à gauche un cristal PWO seul, à droite, un ensemble de ceux-ci assemblés en un module EMC.

Le CPV recouvre la face avant du calorimètre électromagnétique EMC, à une distance d'environ 5 mm . Il est constitué de chambres proportionnelles multi-fils avec un mélange gazeux Ar/CO_2 ($80\%/20\%$). Il détecte les particules chargées avec une efficacité de 99% et une précision spatiale de $1,6 \text{ mm}$. De fait, la détection d'un photon est prise en compte si EMC détecte une gerbe électromagnétique, et que CPV ne détecte rien en coïncidence. De

plus, ses capacités de mesure de temps de vol de quelques nanosecondes lui permettent de distinguer les photons des baryons, ce qui est tout particulièrement utile pour la discrimination des neutrons. PHOS est ainsi capable d'identifier des photons et des mésons neutres (via leur décroissance en deux photons) à partir de quelques centaines de MeV/ c jusqu'à quelques dizaines de GeV/ c . Il est aussi capable de proposer un tri rapide (*fast trigger*) pour les événements intéressants. Avec des cristaux de 18 cm de longueur, l'énergie photons, jusqu'à 100 GeV est entièrement collectée. Le rendement est défini comme le rapport de l'énergie émise sous forme de photons de scintillation à l'énergie absorbée. Dans le cas d'une excitation lumineuse du scintillateur, le rendement quantique est défini comme le rapport du nombre de photons émis au nombre de photons absorbés. Ainsi, l'énergie en sortie du scintillateur est directement proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur par les particules qui interagissent avec le spectromètre. Le rendement de ces cristaux est trois fois supérieur à une température de -25°C par rapport à celui à 20°C . Au cours de l'expérience, les cristaux sont refroidis pour se placer dans ces conditions de température. Ces cristaux sont montrés sur la figure 2.10.

2.2.4 EMCal, le grand calorimètre électromagnétique

Nous nous attarderons plus particulièrement sur ce détecteur pour son implication dans la détection des photons pour l'étude des γ -jets que nous présenterons dans les chapitres 3 et 4.

Les résultats de RHIC sur l'atténuation des jets ont montré l'intérêt des processus durs pour sonder le plasma de quarks et de gluons. Ces résultats ont été obtenus après la conception initial d'ALICE. Au vu de ces mesures, le projet EMCal, qui devait être une amélioration future de l'expérience, a retrouvé un regain d'intérêt du fait de son potentiel pour l'étude des processus durs et particulièrement des jets. Ce calorimètre peut participer à la reconstruction des jets par la détection de la composante neutre du jet, il est aussi intéressant pour la détection de particules neutres de grande impulsion transverse tels que les photons et donc pour l'étude des γ -jets.

Le grand calorimètre électromagnétique (EMCal : *Electro-Magnetic CALorimeter*) est situé en périphérie de la partie centrale d'ALICE, en face de PHOS et couvre une acceptation $|\eta| < 0,7$ et un angle azimutal de 110° . La figure 2.11 montre l'implantation dans ALICE de ce détecteur. Il est situé à une distance $R = 4,28$ m de l'axe du faisceau [107].

Les critères de conception

La technologie choisie est un empilement de scintillateurs et de plomb (plaques de 1,44 mm pour le plomb et 1,76 mm de scintillateur). La structure des scintillateurs est de type "Shashlik", similaire au calorimètre échantillonneur plomb-scintillateur de PHENIX [108], dans lequel la lumière de scintillation est collectée via des fibres de verre traversant les plaques de scintillateurs-plomb perpendiculairement à la surface. Le détecteur est segmenté en 12672 tours, chacune d'elles ayant une acceptation de $\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0,014 \times 0,014$. La figure 2.12 donne une vue d'ensemble du détecteur.

Les tours sont regroupées en super-modules de deux types : dix super-modules complets, qui couvrent $\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0,7 \times 20^{\circ}$ et deux tiers de super-modules qui couvrent

Paramètre	Valeur
Taille de la tour	$\simeq 6,0 \times 6,0 \times 24,6 \text{ cm}^3$
Acceptance de la tour	$\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0,0143 \times 0,0143$
Épaisseur des couches	1,44 mm Pb / 1,76 mm Scintillateur
Nombre de couches	77
Longueur de radiation effective X_0	12,3 mm
Rayon de Molière R_M	3,20 cm
Densité effective	5,68 g/cm ³
Nombre de longueur de radiation	20,1
Nombre de tours	12672
Nombre de modules	3168
Nombre de super-modules	10 complets, 2 demis
Poids d'un super-module	$\simeq 7,7 \text{ T}$
Acceptance totale	$\Delta\phi = 107^\circ; -0,7 < \eta < 0,7$

TAB. 2.5 – Paramètres physiques principaux du calorimètre EMCal.

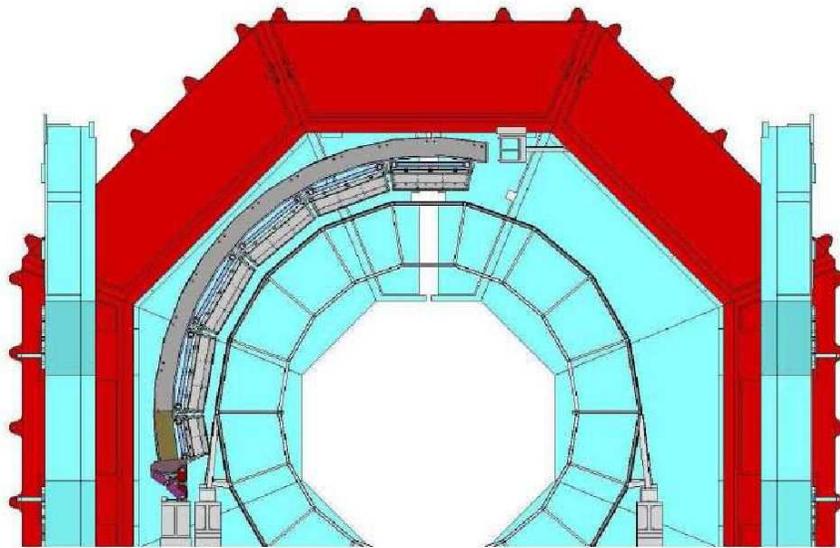


FIG. 2.11 – EMCal apparaît en gris plus foncé sur la partie supérieure de cette vue en coupe d'ALICE.

$\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0,7 \times 7^\circ$. Les figures 2.13 et 2.14 présentent un de ces super-modules. Le super-module est la structure de base du calorimètre. Il est mobile et peut être extrait entièrement de la structure support. Chaque super-module (complet) est composé de 12×24 modules qui forment 24 modules en bande (*strip modules*) représentant chacun 24 modules en bande de 12×1 modules. Chaque module a une section rectangulaire dans la direction ϕ et une section trapézoïdale dans la direction η avec un angle de $1,5^\circ$. L'assemblage des modules en bande est alors approximativement projectif avec le point d'interaction.

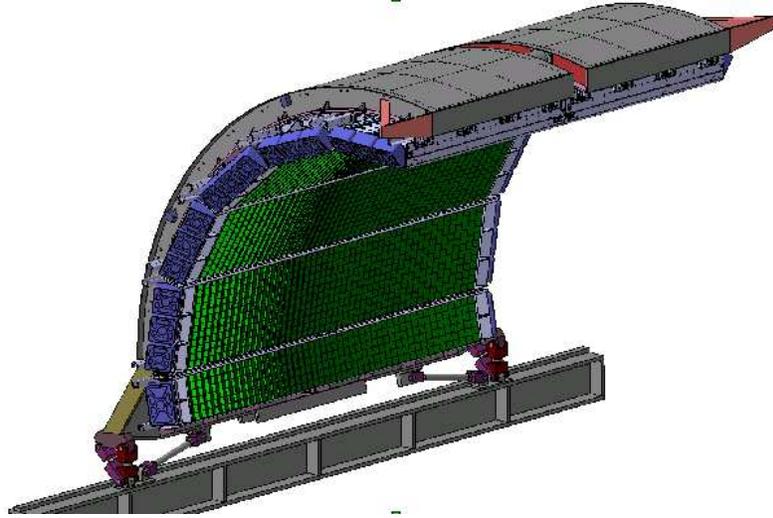


FIG. 2.12 – Vue d’ensemble d’EMCal, tous les super-modules sont installés sur la structure support.

L’angle d’incidence moyen obtenu est de moins de 2° en η et de moins de 5° en ϕ .

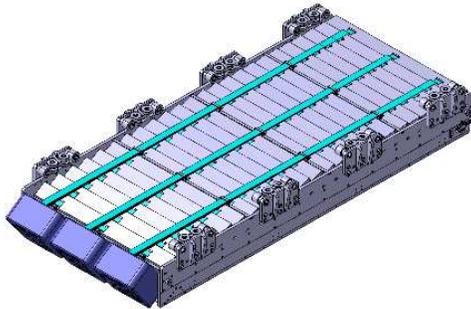


FIG. 2.13 – Un super-module d’EMCal.

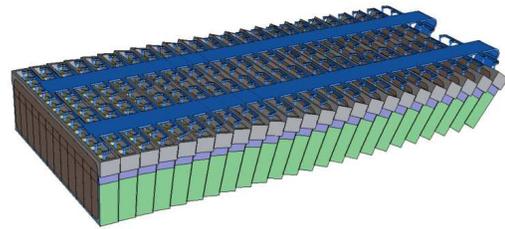


FIG. 2.14 – Un super-module d’EMCal présenté sans sa structure mécanique externe, montrant bien la section trapézoïdale dans la direction η .

La plus petite unité constituante du calorimètre est le module individuel, illustré sur la figure 2.15 à droite.

Chaque module individuel contient 2×2 tours constituées de 77 couches alternées de 1,4 mm d’épaisseur de plomb (1 % d’antimoine) et 1,76 mm d’épaisseur de scintillateur polystyrène obtenu en moulage par injection. Du papier blanc, sans acide, sert de réflecteur diffuseur sur la surface du scintillateur. Les arêtes sont traitées avec du TiO_2 pour permettre une isolation des tours entre elles et améliorer l’uniformité optique transverse dans la tour.

La pile des couches de scintillateur-plomb est maintenue en place par la friction statique entre chacune individuellement sous la charge d’une pression de $\simeq 1,3 \text{ kg/cm}^2$. Le module est fermé par une fine couche de $100 \mu\text{m}$ d’acier inoxydable soudée sur les quatre surfaces transverses. Cette couche est le seul matériau inerte entre les volumes actifs des

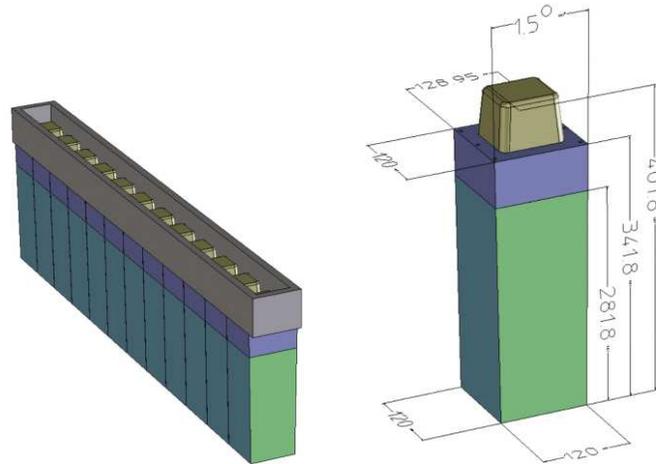


FIG. 2.15 – Vue 3D d'un module, avec la forme trapézoïdale de la tranche (à droite). Les dimensions sont en mm. La vue de gauche montre 12 modules assemblés sous la forme d'un module en bande.

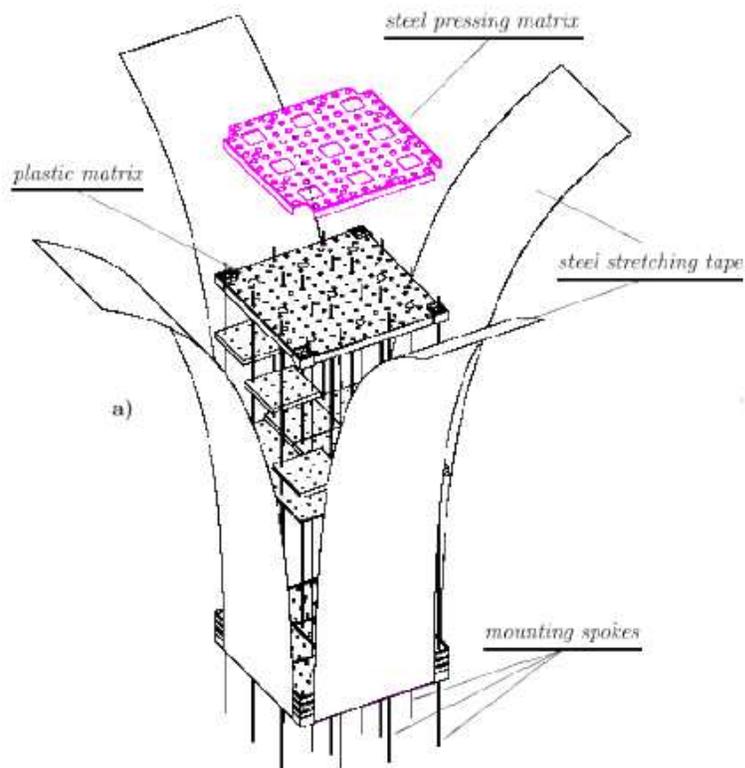


FIG. 2.16 – Vue de l'assemblage mécanique d'une tour.

tours (voir la figure 2.16). La pression inertielle dans les modules est stabilisée contre les effets thermiques, la relaxation mécanique et l'écoulement à long terme du plomb et/ou du polystyrène, par un ensemble de 5 ressorts non linéaires par module. De cette manière, chaque module est une unité mécanique autonome, avec une stabilité dans le temps supérieure à 20 ans s'il est maintenu par sa surface arrière, et ce dans n'importe quelle position. Tous les modules du calorimètre sont mécaniquement et dimensionnellement identiques. La taille de la section des tours est de $\simeq 6 \times 6 \text{ cm}^2$, ce qui donne une acceptance individuelle des tours de $\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0,014 \times 0,014$. Les caractéristiques physiques du détecteur sont résumées dans le tableau 2.5.

Système optique et photo-senseurs

Les photons de scintillation produits dans chacune des tours sont collectés par un ensemble de 36 fibres optiques double gainage qui parcourent longitudinalement la tour au travers de la pile de plaques de Pb/Scintillateur. Chaque fibre se termine par un miroir aluminium sur la face frontale et est couplée au photo-détecteur sur la face arrière du module (voir la figure 2.17).



FIG. 2.17 – Module d'EMCal, avec les fibres de verre reliant les scintillateurs aux APD.

Les liasses de fibres sont préfabriquées et insérées dans les tours quand l'assemblage mécanique est terminé. Les 36 fibres optiques sont regroupées dans un faisceau circulaire de 6,8 mm de diamètre et maintenues en place dans un oeillet réalisé par injection en ciment optique (Bicron BC-600). Un fini de qualité optique est obtenu par l'utilisation d'une polisseuse diamant.

Ce faisceau circulaire de fibres est connecté à l'APD par un guide/diffuseur de lumière court avec une section de $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ qui diminue jusqu'à $4,5 \text{ mm} \times 4,5 \text{ mm}$ et est collé à la surface active de $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ du photo-senseur. La figure 2.17 montre quatre faisceaux préfabriqués de fibres insérés dans les quatre tours d'un module. Sur cette photo, les éléments de la structure mécanique sont omis, permettant de voir la convergence des fibres vers le guide de lumière (dans les tubes de plastique noir) qui sont eux même collés aux APD (au-dessus).

EMCal pour l'étude des processus durs

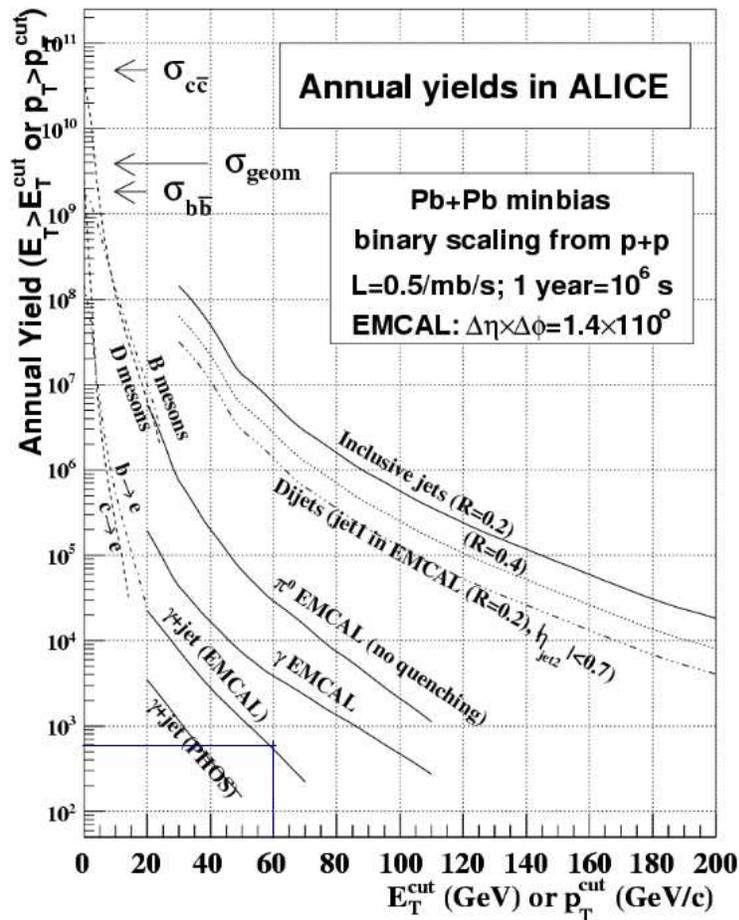


FIG. 2.18 – Taux de production annuels attendus dans l'acceptance d'EMCal pour des collisions Pb-Pb de biais minimum à 5,5 TeV.

La figure 2.18 issue de [107] présente les taux de production annuels attendus dans l'acceptance d'EMCal en collisions Pb-Pb de biais minimum à 5,5 TeV pour différents processus durs [107] pour la luminosité nominale attendue. Du fait du facteur d'échelle existant pour les sections efficaces des processus durs et de l'évolution de la luminosité

du LHC avec la taille des systèmes en collision, des taux de production annuels similaires sont attendus pour des collisions de systèmes plus légers (p-p).

La luminosité de l'accélérateur et l'acceptance du détecteur limitent les possibilités de détecter et reconstruire des jets inclusifs dans EMCal, d'énergie transverse inférieure à 200 GeV environ. Il est possible de détecter des di-jets avec un jet dans EMCal et l'autre dans l'acceptance de la TPC jusqu'à une énergie de jet d'environ 170 GeV. Dans le cas des γ -jets, les taux de production sont statistiquement significatifs pour une énergie de jet inférieure à 40 GeV. Cette large gamme en énergie exploitable pour ces sondes d'importance capitale, combinée à la bonne granularité du calorimètre et à la complémentarité de l'ensemble des autres éléments de l'expérience ALICE, permettent une mesure plus précise et propre qu'à RHIC de ces sondes dures dans l'environnement des collisions d'ions lourds.

D'un point de vue technique, les régions inactives du détecteur sont minimisées pour ne pas compromettre la mesure de l'énergie électromagnétique ou la reconstruction de jets. Les simulations montrent que les zones inactives sont petites et bien localisées : elles peuvent donc facilement être exclues de l'analyse ; leur effet sur le déclenchement (*triggering*), la reconstruction et la résolution en énergie est négligeable.

Déclenchement (*trigger*)

Comme les taux de production de jets et de photons de haute énergie sont faibles (*cf figure 2.18*), il est nécessaire de disposer d'un système de tri rapide et sélectif (*trigger*) pour ces observables afin d'exploiter la luminosité du collisionneur. EMCal autorise un tri sur une large acceptance pour les jets et les photons énergétiques [82]. En parallèle de l'envoi des données vers le système d'acquisition de données, DAQ (*Data Acquisition*), l'électronique frontale (FEE : *Front End Electronics*) permet d'obtenir une valeur de l'énergie, avec une faible résolution, mais très tôt pour un déclenchement rapide et un tri efficace. Les sommes de signaux provenant de tours adjacentes regroupées quatre par quatre (carrés de 2×2 tours) sont envoyées aux modules TRU (*Trigger Region Unit*) et numérisées. Ces signaux sont à leur tour re-sommés sur de plus larges surfaces du calorimètre :

- 4×4 tours pour la détection de gerbes électromagnétiques simples (photons ou paires de pions neutres mélangés)
- de plus larges échantillons de test pour un tri rapide sur les jets.

Résolution en énergie

Les résultats des simulations indiquent que pour une bonne reconstruction de l'énergie des jets, il est nécessaire d'atteindre au moins une résolution en énergie de $\sigma_E/E = 15\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ avec E exprimée en GeV. La résolution en énergie a été mesurée lors des premiers tests sur faisceau [109] pour un prototype de première génération (1,6 mm scintillateur, 1,6 mm de plomb). Puis de nouveaux tests ont été effectués en septembre et octobre 2007 sur un ensemble de 16 modules "définitifs" [49]. Ces tests montrent que cette résolution suit une loi en $\sigma_E/E \simeq 2,2\% \oplus 11\%/\sqrt{E}$ avec toujours E exprimée en GeV (*cf. figure 2.19*). La discrimination des particules par la mesure de E/p , où E est l'énergie mesurée dans le calorimètre et p l'impulsion mesurée dans le système de trajectographie

central (TPC + ITS) nécessite elle aussi une bonne résolution en énergie. La résolution atteinte (figure 2.19) assure à grand p_T ($\simeq 20$ GeV) que la résolution d'EMCal est meilleure que celle du système de trajectographie et n'est pas une limite à la discrimination par E/p .

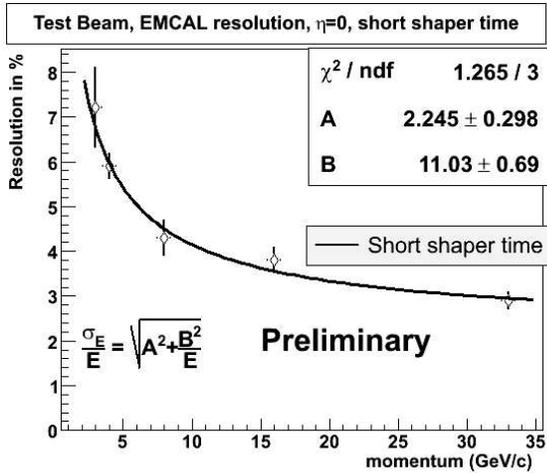


FIG. 2.19 – Résolution en énergie du calorimètre en fonction de l'impulsion, mesurée lors des tests sous faisceau de 2007.

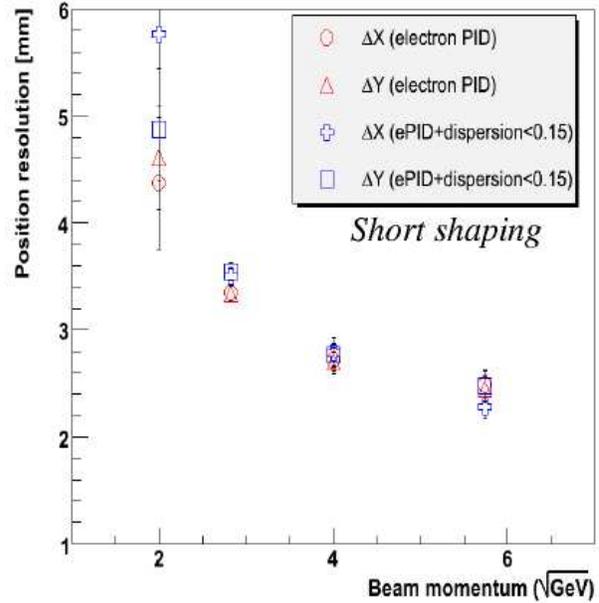


FIG. 2.20 – Résolution en position du calorimètre en fonction de l'impulsion, venant des tests sous faisceau de 2005.

Résolution spatiale et granularité

Pour l'identification des mésons π^0 , des photons et des électrons, la taille des tours d'EMCal devrait être la plus petite possible pour permettre la discrimination de plusieurs photons proches et limiter le taux d'occupation des tours et le bruit de fond combinatoire. Les considérations de coût ont imposé des tours volumineuses tout en restant dans les limites imposées par les nécessités des mesures physiques. Des études Monte-Carlo d'événements centraux Pb-Pb à 5,5 TeV montrent qu'une segmentation du calorimètre de $0,015 \times 0,015$ ($\eta \times \phi$) donne une occupation des tours de 80 % pour un seuil en énergie sur chaque tour réglé à 30 MeV. Ce bruit de fond a pour effet de dégrader la résolution en énergie et les capacités de discrimination, mais celles-ci restent acceptables pour les mésons π^0 , photons et électrons de grande impulsion transverse. Cette segmentation des tours impose une limite supérieure de $p_T \sim 35$ GeV sur l'impulsion des pions pour lesquels les deux photons de décroissance sont différenciables d'un photon isolé. Cette condition expérimentale reste compatible avec les limites fixées par la statistique pour l'étude des γ -jets. Cet effet (figure 3.5) est décrit plus à fond au paragraphe 3.4. La résolution en position a été mesurée lors des premiers tests sur faisceau en 2005 [109, 107] puis dans de

nouveaux tests effectués en 2007 (voir figure 2.20) avec la configuration finale des modules. Cette résolution en position est inférieure à 0,3 cm pour une énergie supérieure à 4 GeV.

Système d'étalonnage

Pour atteindre la meilleure résolution en énergie possible avec EMCal dans le cas des gerbes électromagnétiques issues de particules de haute énergie, il est important d'obtenir et de maintenir un étalonnage en énergie tour par tour meilleur que 1% pour l'analyse hors ligne. L'incertitude sur l'étalonnage en énergie tour par tour contribue au terme constant de l'équation décrivant la résolution en énergie totale. Cet étalonnage devient plus précis pour les hautes énergies (voir la figure 2.19). L'énergie mesurée pour chacune de ces tours est aussi directement utilisée pour la prise de décision rapide L0 et L1 qui nécessite donc un étalonnage efficace. Pour ce faire, un étalonnage par diode électro-luminescente (LED) est utilisé, dans lequel chaque tour voit la source lumineuse d'une diode calibrée. La mesure des hautes tensions des photo-diodes à avalanche (APD) lors de la délivrance des impulsions des diodes permettra de déterminer le gain absolu des APD pour chaque canal. La dépendance en température des gains des APD doit elle aussi être déterminée et est estimée à environ 2 %/°C. Le logiciel d'analyse d'ALICE ALIROOT [110] inclut une base de données d'étalonnage pour chacun des sous détecteurs d'ALICE. Le contenu de cette base de données est un objet ROOT et l'ensemble de cette base de données est disponible dans le catalogue ALIROOT.

Les LED du système d'étalonnage sont installées à l'extérieur du super-module et leur lumière est acheminée jusqu'aux modules d'EMCal par des fibres de verre. Un système d'émission par avalanche est utilisé pour obtenir une lumière brève de quelques nanosecondes [111]. De telles sources de lumière ont déjà été utilisées pour tester les caractéristiques temporelles de l'électronique d'EMCal/PHOS [112]. Les générateurs contrôlant les LED sont situés dans une enceinte pour isoler l'électronique de l'environnement. La lumière provenant d'une unique LED est séparée par un répartiteur de lumière et ce dernier est couplé à un ensemble de fibres, chacune d'elles étant reliée à un module. La LED sera elle-même monitorée par une photodiode de référence.

Volume des données collectées

Le détecteur EMCal est constitué de 1152 tours par super-module. Chaque tour a à la fois un canal de lecture haut et bas. Il y a 10 super-modules et 2 tiers de super-modules, soit un total de 25344 canaux de lecture (12672 tours). Le volume de données moyen pour les collisions Pb-Pb est d'environ 792 kBytes par événement, ce qui est bien plus petit que les 75,9 MB de données pour un événement moyen de la TPC dans les mêmes conditions (voir le tableau 7.1 de la référence [113])

2.3 Limites des processus durs dans ALICE

Le LHC sera le premier accélérateur de particules capable de produire des événements γ -jet en quantité suffisante à grand p_T pour une étude robuste. La statistique attendue est d'environ 10000 événements de ce type par an avec un photon dans le calorimètre et le jet

émis à l'opposé dans le système de trajectographie, comme cela est montré dans la figure 2.18. Le couplage du calorimètre EMCal et de la TPC (avec l'ITS) permettra surtout de reconstruire les particules chargées des jets d'énergie de l'ordre de 30 à 40 GeV dans un milieu pollué par le nombre très important de particules issues des collisions d'ions lourds ultra-relativistes comme nous le verrons dans le chapitre 4. Le détecteur ALICE est conçu pour pouvoir travailler avec des multiplicités de particules chargées jusqu'à 8000 particules chargées par unité de rapidité comme cela est présenté dans le paragraphe 2.2.3. L'étude des jets sera aussi grandement améliorée par EMCal : si les jets sont dans son acceptance géométrique, sa capacité à reconstruire les particules neutres permettra une meilleure estimation de l'énergie des jets et une meilleure identification des particules chargées qui seraient détectées à la fois dans le calorimètre et le système de trajectographie.

En ce qui concerne la comparaison entre ALICE et les autres expériences du LHC pour l'étude des processus durs et notamment des γ -jets, ALICE présente de nombreux avantages. ALICE est la seule expérience exclusivement dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds. Elle a une meilleure résolution dans la mesure en énergie des particules chargées, elle possède aussi une segmentation qui lui permet d'être la seule expérience au LHC capable de différencier les particules chargées dans le bruit de fond des collisions d'ions lourds. ALICE permet, dans une expérience unique, de cumuler les avantages de détecteurs de traces de particules chargées et de calorimètres. ALICE permet l'identification de particules événement par événement avec une grande efficacité. ALICE peut aussi reconstruire les particules jusqu'à des impulsions transverses plus basses que les autres expériences, ses performances supérieures à bas p_T sont un avantage important pour la détection et la reconstruction des gamma-jets et de leurs particules associées séparément, tout en les différenciant des particules du bruit de fond. Dans les faits, il faut tout de même noter la complémentarité de ces différentes expériences ; ATLAS et CMS ont un domaine cinématique plus étendu vers les hautes énergies (> 350 GeV). De plus, il est à noter qu'en collision proton-proton, ALICE fonctionnera à une luminosité plus faible que celle disponible dans ATLAS et CMS (1×10^{30} contre 1×10^{34} pour les deux autres détecteurs).

Chapitre 3

Identification des particules avec EMCal

Ce chapitre présente une méthode d'identification des particules dans le calorimètre EMCal. Celle-ci utilise la forme de la gerbe électromagnétique créée par une particule interagissant avec EMCal. Cette technique détermine la probabilité qu'une particule soit de tel ou tel type. Les photons de haute impulsion transverse sont à différencier principalement des photons provenant de la décroissance de mésons π^0 qui pourraient polluer les reconstructions de photons directs.

3.1 Identification de particules *PID*

L'identification de particules (ou *PID* pour *Particle IDentification*) avec EMCal s'appuie sur la mesure d'un certain nombre de paramètres liés aux processus d'interaction des particules avec le détecteur. Les différentes informations issues de la reconstruction au niveau du point d'interaction d'une particule avec le détecteur sont comparées avec les informations provenant d'une étude qui a préalablement été réalisée pour déterminer la distribution de ces paramètres en fonction de la nature des particules. La comparaison des paramètres mesurés pour une particule de type inconnu aux distributions de ces mêmes paramètres pour des particules de type connu permet de déterminer une probabilité pour la nature de celle-ci. Cette méthode est appelée "méthode bayésienne".

3.2 Méthode bayésienne

Par cette méthode [114], un poids de *PID* (*PID weight*) est assigné pour chaque *Cluster* reconstruit dans le détecteur (un *Cluster* est un ensemble de *Digits*¹ regroupés en un amas); ce poids est la probabilité que la particule soit d'un type donné. Nous verrons que les types différenciables avec EMCal sont les photons ou électrons (γ/e^-), les

¹ les *Digits* sont les données numériques du calorimètre. Ils correspondent à un volume élémentaire du calorimètre (une tour d'EMCal) qui a été "allumé" par l'interaction d'une particule avec le matériau du détecteur. Ce *digit* est caractérisé principalement par sa position et l'énergie déposée par la particule.

pions neutres (π^0) et les autres hadrons. Ces poids de *PID* sont calculés selon la méthode bayésienne suivant l'équation 3.1 :

$$W(i) = \frac{P(\lambda|i)}{\sum_s P(\lambda|s)} \quad (3.1)$$

où

- $W(i)$ est la probabilité que la particule soit de type i sachant que le paramètre vaut λ ;
- s est l'ensemble des types que i peut prendre ;
- $P(\lambda|i)$ est la probabilité que le paramètre ait la valeur λ sachant que la particule est de nature i .

Cette équation est valable dans le cas où un seul paramètre λ est mesuré pour déterminer la nature de la particule. Dans le cas où trois paramètres sont utilisés, l'équation 3.1 devient :

$$W(i) = \frac{P(\lambda|i) \cdot P(\alpha|i) \cdot P(\gamma|i)}{\sum_s P(\lambda|s) \cdot P(\alpha|s) \cdot P(\gamma|s)} \quad (3.2)$$

où α , γ et λ sont trois paramètres mesurés pour différencier les particules. Par définition, la somme de tous les poids de *PID* est toujours égale à l'unité :

$$\sum_i W(i) = 1. \quad (3.3)$$

L'obtention des probabilités nécessite de déterminer les paramètres utilisables pour calculer les poids de *PID*. Voyons quelles sont les données utilisables dans EMCAL pour ce calcul.

3.3 Clusters dans EMCAL

Pour pouvoir identifier les particules, il est nécessaire d'obtenir un ensemble pertinent de paramètres, supposés indépendants, concernant chaque particule détectée dans le calorimètre. La liste des paramètres disponibles pour EMCAL au niveau des points reconstruits (*Recpoints*)² se décline de la façon suivante :

- Position de l'impact.
- Énergie du point reconstruit : elle correspond à l'énergie de la particule et est construite à partir de la somme des énergies des *Digits* constituant le signal de la particule.
- Multiplicité : c'est le nombre de *Digits* utilisés pour reconstruire le point.
- Axes de l'ellipse : ils donnent la forme de la gerbe dans le plan perpendiculaire à son axe de développement (la particule interagissant avec le calorimètre forme une gerbe électromagnétique dans celui-ci). La gerbe a la forme d'une ellipse ; il est possible de déterminer les axes principaux de cette ellipse, λ_0 et λ_1 . La méthode pour déterminer ces paramètres est donnée au paragraphe 3.3.3.

²D'autres points de détail sur la chaîne de simulation et de reconstruction ainsi que les définitions des *Recpoints* et *Digits* sont proposés dans l'annexe A.7.3.

- Dispersion : c'est la dispersion latérale de la gerbe, qui correspond en quelque sorte à l'écart-type des distances des *Digits* aux axes principaux de l'ellipse de la gerbe.
- Énergie du *Digit* de plus grande énergie : lors de la détermination du point reconstruit (*Recpoint*), l'énergie du *Digit* de plus grande énergie est conservée et stockée avec les informations du *Recpoint*.
- Temps : il correspond à l'instant de prise en compte du premier de l'ensemble des *Digits* constituant le *Recpoint*.

La figure 3.1 présente les distributions de ces paramètres en fonction de l'énergie reconstruite du *Cluster*.

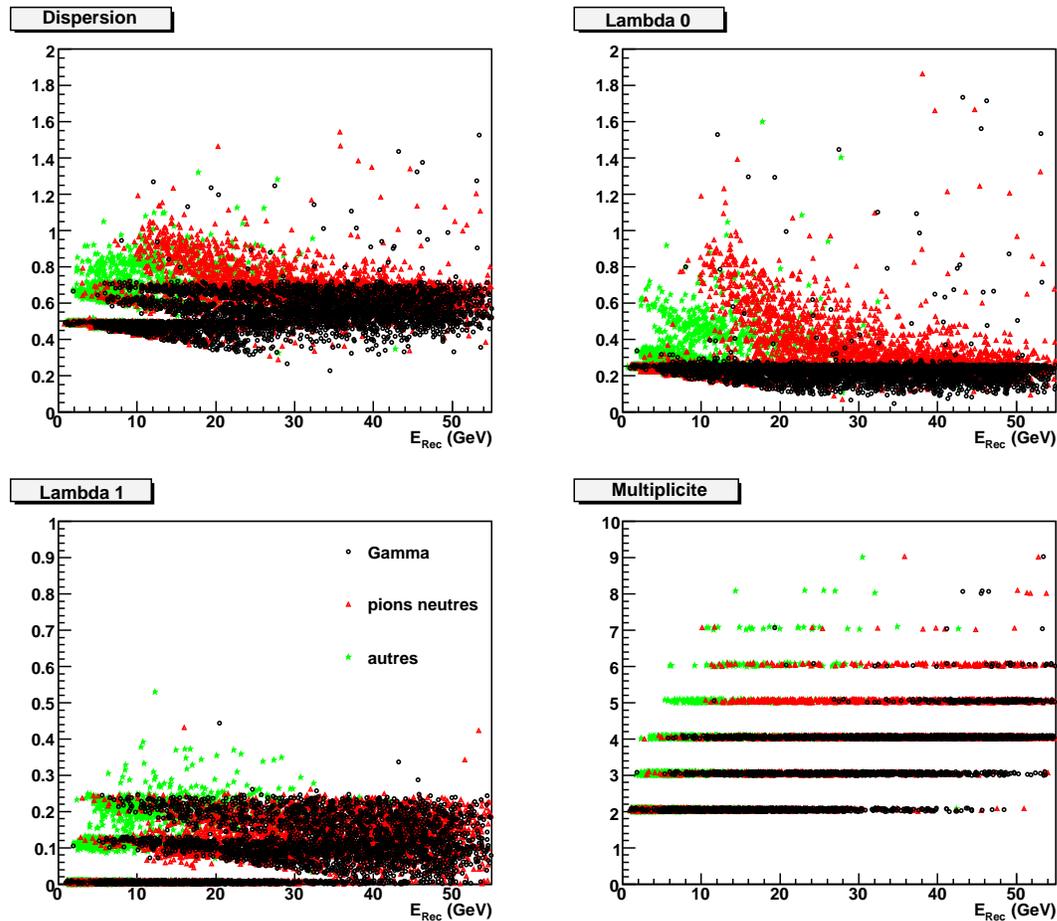


FIG. 3.1 – Dispersion, axes principaux de l'ellipse (λ_0 et λ_1) et multiplicité en fonction de l'énergie pour des pions neutres, photons et des hadrons entre 5 et 60 GeV.

Les distributions pour ces différents paramètres sont à comparer entre elles pour déterminer lesquelles sont les plus à même de permettre une différenciation des différents types de particules. La dispersion étant obtenue par une combinaison linéaire des paramètres λ_0 et λ_1 , on ne s'attend pas à ce que celle-ci donne un résultat beaucoup plus intéressant que les deux autres paramètres dont elle découle (λ_0 et λ_1). La distribution de λ_1 montre que les différents types de particules ne sont pas différenciables selon ce paramètre, les distri-

butions se chevauchent et ne sont pas suffisamment séparées. Pour les distributions de λ_0 , il y a une meilleure séparation. Pour des énergies reconstruites des *Clusters* inférieure à 10 GeV, il y a une nette différenciation des hadrons par rapport aux photons et aux pions neutres. La valeur de λ_0 pour les hadrons est supérieure à 0.25 alors que λ_0 est inférieur à 0.25 pour les photons et les pions neutres. Au-dessus de 10 GeV, on retrouve peu de hadrons, ceux-ci déposent peu d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Pour ces énergies supérieures à 10 GeV, les photons ont une valeur de λ_0 inférieure à 0.25 alors que les pions neutres ont des valeurs de λ_0 qui peuvent être supérieures à 2.5 (jusqu'à 1 environ). plus l'énergie reconstruite augmente et plus la valeur moyenne de λ_0 pour les pions neutres diminue, au delà d'une quarantaine de GeV, la distribution de λ_0 pour les pions neutres devient difficilement différenciable de celle des photons.

La multiplicité permet de montrer que les *Clusters* reconstruits avec une petite énergie et une grande multiplicité (nombre de *Digits* du *Cluster*) sont préférentiellement issus de hadrons et de pions neutres, mais les distributions ne sont pas suffisamment séparées pour permettre d'établir un critère de sélection efficace.

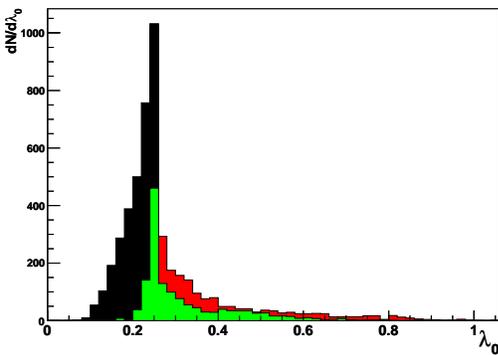


FIG. 3.2 – Distribution de λ_0 pour des pions neutres, photons et hadrons intégrés pour des énergies entre 5 et 60 GeV. Les hadrons sont en vert, les π^0 en rouge et les γ en noir.

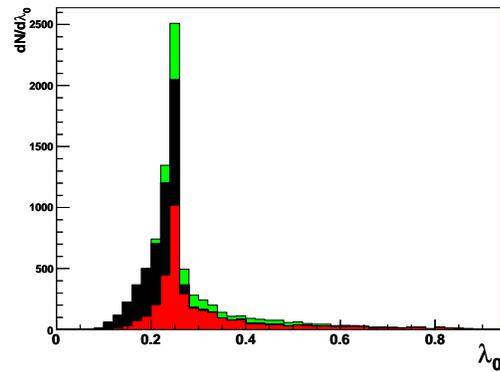


FIG. 3.3 – Distribution de λ_0 pour des pions neutres, photons et hadrons intégrés pour des énergies entre 5 et 60 GeV ; les distributions sont empilées sur l'axe des ordonnées.

Les figures 3.2 et 3.3 permettent d'apprécier les poids relatifs des distributions de λ_0 pour les trois types de particules. Les distributions de λ_0 sont centrées autour de 0.25 et c'est le poids relatif de ces distributions pour une même valeur de λ_0 et à une énergie qui permet d'associer à un *Cluster* reconstruit la probabilité qu'il soit associé à une particule de tel ou tel type ; c'est le propos des parties 3.3.1 et 3.5.

L'algorithme de reconstruction des *Clusters* aboutissant aux *Recpoints* est présenté dans l'annexe A.7.4. Une partie de ces données est ensuite stockée dans les ESD (*Event Summary Data*) spécifiques au calorimètre : énergie du point reconstruit, multiplicité, axes de l'ellipse, dispersion, temps. Un des grands intérêts est le gain d'espace disque, les ESD prenant moins de place que l'ensemble des données simulées et reconstruites (les ESD sont présentés dans l'annexe A.7.5).

Il est à noter que la plupart de ces paramètres sont corrélés. Il est donc nécessaire de faire un tri dans ces informations, de chercher ceux qui sont pertinents pour cette étude et de rejeter ceux qui n'apportent rien à l'identification des particules.

3.3.1 Choix des paramètres

Il semble que le plus simple pour déterminer la nature d'une particule détectée soit de comparer ses propriétés avec des caractéristiques déterminées à l'avance. La méthode globale consiste à faire au préalable une étude des paramètres présentés précédemment pour chaque type de particule, à en construire les distributions, puis à comparer avec celles des particules de nature inconnue pour déterminer l'identité de celles-ci, et enfin à déterminer les critères de sélection. Pour ceci, des hypersurfaces ayant pour dimension le nombre de paramètres sont tracées. Toutefois, cette technique est extrêmement compliquée et comporte un certain nombre de problèmes : d'abord ces paramètres sont corrélés, et dépendants les uns des autres. Il n'y aura pas une bonne séparation de ces paramètres, ce qui va contribuer à diminuer le pouvoir de discrimination de cette méthode. De plus, il n'est pas certain que ces paramètres puissent intrinsèquement différencier les types de particules, les écarts entre chacun de ces paramètres ne sont pas forcément suffisants pour pouvoir faire notre identification. Et pour finir, cette méthode est relativement compliquée : elle consiste à faire des calculs de distance dans un espace de grande dimension, ce qui ne simplifie pas le problème.

Un certain nombre de méthodes ont été mises au point pour réduire un système complexe de corrélations en un plus petit nombre de dimensions parmi lesquelles :

- Analyse en composante principale (ACP) [115];
- Analyse discriminante linéaire (ADL) [116];
- Réseau de neurones [117].

Nous avons utilisé l'analyse discriminante linéaire pour notre étude. Celle-ci découle de l'analyse en composante principale et est une technique utilisée pour différencier des événements en classes distinctes dont sont connues par avance les distributions d'un certain nombre de paramètres. Cette méthode permet de déterminer l'importance relative des différents paramètres entre eux et est optimisée pour la différenciation d'événements grâce à un jeu de paramètres défini. Une présentation générale de ces méthodes est donnée en annexe A.6.

3.3.2 L'ADL pour déterminer les paramètres de l'identificateur *PID*

Les paramètres suivants ont été utilisés dans un algorithme d'analyse discriminante linéaire :

- Multiplicité;
- Axes de l'ellipse, λ_0 et λ_1 ;
- Dispersion.

Intuitivement, ces valeurs sont très corrélées, et la méthode devrait rejeter un certain nombre de ces paramètres, ceux-ci n'étant pas indépendants mais étant fonction de la

forme de la gerbe électromagnétique formée par l'interaction de la particule avec le matériau du calorimètre. Ces paramètres ont été étudiés en fonction de l'énergie de la particule. L'analyse discriminante linéaire a été utilisée pour optimiser l'utilisation des différents paramètres disponibles dans les *Clusters* d'EMCal. Le tableau 3.1 montre les vecteurs ADL pour différentes énergies de particules tels qu'ils sont présentés dans l'annexe A.6.2. Ils indiquent le pouvoir discriminant de chaque paramètre.

énergie (GeV)	λ_0	λ_1	dispersion	multiplicité
5	0,995	$1,37 \cdot 10^{-19}$	$-2 \cdot 10^{-18}$	$2 \cdot 10^{-18}$
10	1	$1,77 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$	$-9 \cdot 10^{-8}$
20	0,9911	$1,18 \cdot 10^{-15}$	$6,6 \cdot 10^{-11}$	-0,04
30	0,99945	$9,37 \cdot 10^{-11}$	$1,104 \cdot 10^{-19}$	0,03
40	0,995	$1,12 \cdot 10^{-19}$	$3,03 \cdot 10^{-16}$	0,05
50	0,9995	$3,45 \cdot 10^{-23}$	$8 \cdot 10^{-21}$	0,03

TAB. 3.1 – Vecteurs ADL calculés pour la différenciation γ/π^0 grâce aux paramètres des *Clusters* d'EMCal.

Plus la valeur d'une composante du vecteur ADL correspondant à un paramètre est élevée et proche de 1, plus le paramètre est prédominant pour la différenciation (fort pouvoir discriminant). Ces vecteurs, présentés dans le tableau 3.1, montrent l'absolue prédominance d'un paramètre : λ_0 . Pour des particules de très grande énergie, supérieure à 30-40 GeV, la multiplicité peut aider un peu à la différenciation, mais dans une très petite mesure (moins de 5%) ce qui est pour ainsi dire négligeable. Dans un souci de simplicité et d'efficacité, il a été décidé, après discussion avec la collaboration EMCal, de se limiter à une étude à un paramètre pour l'identification des particules. Le choix s'est donc naturellement porté sur l'étude de λ_0 . Par la suite, nous appellerons la méthode d'identification de particules basée sur l'étude de λ_0 : étude de la forme de la gerbe 1D, λ_0 rendant compte de la forme de la gerbe et 1D signifiant que cette analyse est mono-dimensionnelle, c'est-à-dire qu'elle porte sur l'étude d'un unique paramètre.

3.3.3 Le paramètre λ_0

Le fait que les gerbes électromagnétiques génèrent une dispersion radiale en énergie plus faible que celle des gerbes hadroniques [118] présente un intérêt pour la discrimination des particules; ceci se retrouve sur la forme de la gerbe électromagnétique produite par l'interaction d'une particule avec le calorimètre.

La forme de la surface définie par l'intersection de la gerbe électromagnétique avec le plan du calorimètre (figure 3.4), peut être définie en terme de matrice de covariance :

$$S = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{zx} \\ S_{xz} & S_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

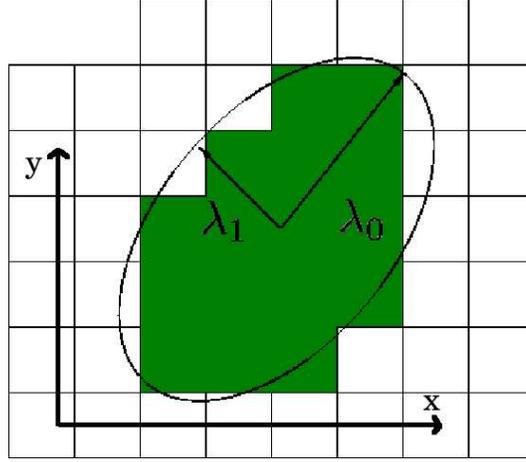


FIG. 3.4 – Axes principaux de la forme de la gerbe. Les cases sont les *Digits*, les zones foncées correspondant aux *Digits* "allumés" lors de la détection de la particule. Ces *Digits* sont regroupés en un *Cluster* dont la forme ellipsoïdale est caractérisée par les valeurs des axes principaux λ_0 et λ_1 .

$$S_{xx} = \langle (x - \bar{x})^2 \rangle = \frac{\sum_{\text{digit}} w_i x_i^2}{\sum_{\text{digit}} w_i} - \left(\frac{\sum_{\text{digit}} w_i x_i}{\sum_{\text{digit}} w_i} \right)^2 \quad (3.5)$$

et avec des définitions similaires pour S_{zz} , S_{xz} et S_{zx} .

Les poids statistiques w_i sont définis comme :

$$w_i = \max \left[0, p + \log\left(\frac{e_i}{E}\right) \right] \quad (3.6)$$

avec p , un paramètre déterminé empiriquement et de valeur prise égale à 4,5 ; et e_i l'énergie du *Digit* et E l'énergie du *Cluster*.

Dans ce cas, $\langle \rangle$ signifie une moyenne avec pondération logarithmique comme cela est défini dans l'équation 3.6. Les coordonnées du centre du *Cluster*, \bar{x} et \bar{z} s'écrivent :

$$\bar{s} = \frac{\sum_{\text{digit}} s_i w_i}{\sum_{\text{digit}} w_i} \quad (3.7)$$

où \bar{s} représente soit \bar{x} ou \bar{z} . La variable s_i représente soit x_i ou z_i , les coordonnées individuelles de la tour. Cette somme est faite sur toutes les tours (*Digits*) qui forment le *Cluster*.

Les axes principaux de la surface de la gerbe sont les vecteurs propres de la matrice de covariance (3.4) avec comme valeurs propres λ_0 et λ_1 , λ_0 étant la plus grande valeur.

λ_0 et λ_1 ont comme unité la tour du calorimètre (*Digit*), ce qui signifie qu'un cluster avec un λ_0 de 1.2, s'étale en longueur sur un peu plus d'une tour (1,2 tour). Cette longueur ne reflète pas directement le nombre de tours considérées pour le *Cluster* (notamment dans le calcul de sa multiplicité), étant donnée que lors du calcul de λ_0 et λ_1 , la distance au centre du *Cluster* pour chaque *Digit* est pondérée par la fraction d'énergie du *Digit* par

rapport au *Cluster*.

3.4 Types de particules à différencier

EMCal est utilisé pour la détection des particules électromagnétiques et nous cherchons à différencier trois grands types de particules :

- les photons γ , dont la détection est la priorité d'EMCal ;
- les pions neutres π^0 qui seront en quelque sorte le bruit de fond des photons, leur production en très grand nombre étant un biais à l'étude des photons.
- les autres hadrons, qui interagissent peu avec le calorimètre, déposent une petite partie de leur énergie dans le détecteur et sont difficilement exploitables.

La différenciation photon - pion neutre

La difficulté pour la différenciation de ces deux types de particules vient du fait que dans une grande majorité, les mésons π^0 se désintègrent en deux photons (taux d'embranchement 99,8%) et donc qu'il est possible de confondre les photons de décroissance de ces pions neutres et les photons directs. L'angle entre les deux photons de décroissance est fonction de l'énergie initiale du pion neutre π^0 comme le montre la figure 3.5.

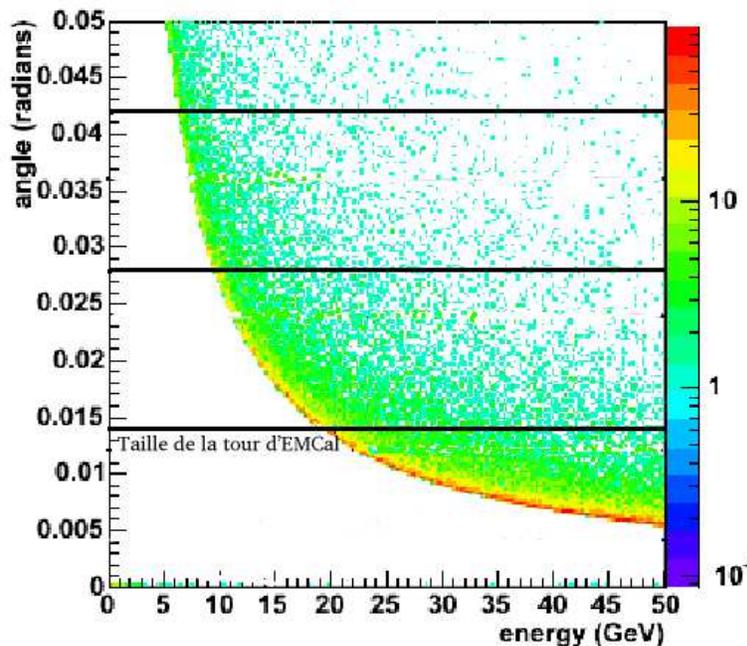


FIG. 3.5 – Évolution de l'angle entre les deux photons de décroissance d'un pion π^0 en fonction de l'énergie.

Selon l'angle entre les deux photons en coïncidence, il est possible, en utilisant le paramètre λ_0 , de discriminer ceux en provenance des mésons π^0 : aux très grands angles,

ces derniers sont détectés bien séparément dans le détecteur ; deux *Clusters* sont reconstruits et il est alors possible d'essayer de reconnaître un pion neutre par une méthode de reconstruction en masse invariante. À partir d'une certaine valeur de l'angle entre les deux photons, ceux-ci sont suffisamment proches pour qu'un seul *Cluster* soit reconstruit. Ce *Cluster* a alors une forme allongée et donc une valeur élevée de λ_0 . Pour une gamme en énergie à déterminer, ce paramètre permet donc de différencier les photons des pions neutres. Pour des énergies beaucoup plus élevées, les deux photons de décroissance sont très proches l'un de l'autre ; lorsqu'ils sont suffisamment proches pour frapper la même tour dans le calorimètre, la forme du *Cluster* ainsi obtenu est la même que celle laissée par un photon simple. Il n'est alors plus possible de différencier les photons des pions neutres.

Selon la nature de la particule qui interagit avec le matériau du calorimètre, la gerbe qui se développe dans le calorimètre n'a pas la même forme. Un hadron qui frappe le détecteur développe une gerbe hadronique (là où les particules électromagnétiques développent des gerbes électromagnétiques).

Ces deux types de gerbes sont différents, en raison d'une propagation plus rapide (mesurée en terme de profondeur de matériau) de la gerbe électromagnétique comparée à la gerbe hadronique [118]. Ainsi la valeur de λ_0 pour un hadron sera élevée et pourra permettre de différencier un photon d'un hadron.

3.5 Détermination des poids de *PID*

La détermination de l'identificateur *PID* présentée dans la section 3.2 nécessite de déterminer un poids de *PID* à chaque particule détectée. Le calcul de celui-ci passe par la détermination pour tous les types de particules s , des probabilités $P(\lambda|s)$. Ces probabilités sont obtenues à partir des distributions du paramètre λ_0 . Ce dernier dépendant de l'énergie, toute cette étude des distributions de ce paramètre doit être faite en fonction de celle-ci. La simulation de l'interaction d'une particule avec le matériau d'EMCal réalisée avec ALIROOT permet de l'entreprendre.

3.5.1 Distributions de λ_0^2

Trois types de particules ont été générées dans l'acceptance d'EMCal : des photons, des pions neutres et des K_L^0 . Chaque événement contient une seule particule qui est reconstruite pour produire les ESD correspondantes. C'est à partir de données stockées sur ces ESD que sont obtenues pour chaque *Cluster* dans EMCAL son énergie et sa valeur de λ_0 . En effectuant cette analyse pour différentes valeurs d'énergie, il est possible d'obtenir les distributions de λ_0 en fonction de la nature de la particule et en fonction de l'énergie.

Nous avons étudié la distribution de λ_0^2 en fonction de l'énergie, de forme plus simple à représenter analytiquement (figure 3.6). Ces distributions ont été déterminées à treize énergies de valeurs comprises entre 5 et 70 GeV. Pour de faibles énergies (inférieures à 7 GeV), la distribution de λ_0^2 pour les photons et celle des hadrons est bien séparée (figure 3.6). Par contre celle pour les pions neutres n'est pas présentée car les particules reconstruites dans ce cas sont deux photons bien séparés pour chaque *Cluster*, à de très rares cas près où les deux photons forment un *Cluster* unique. Pour des énergies intermédiaires

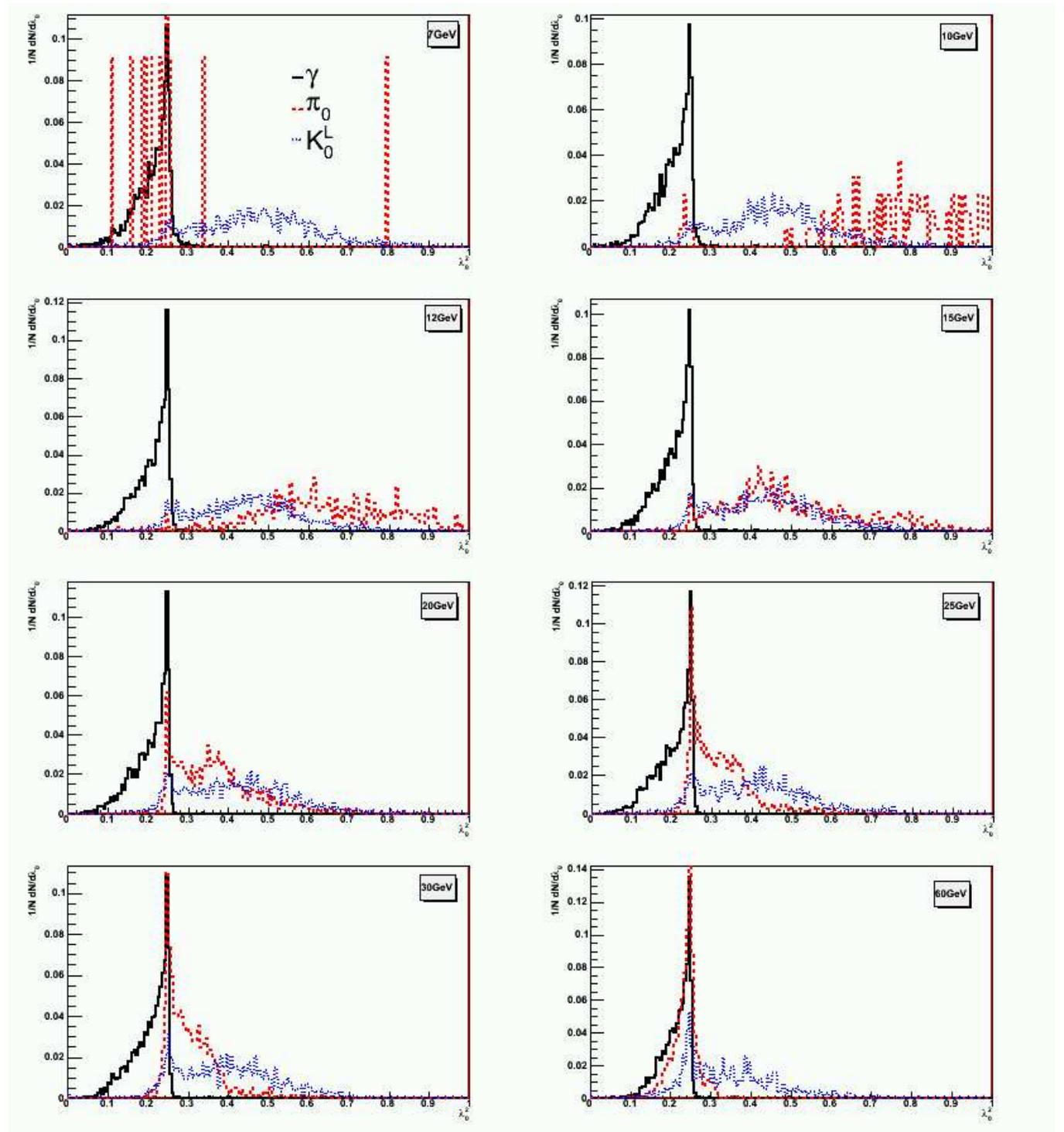


FIG. 3.6 – Distributions de λ_0^2 pour des énergies de 7, 10, 12, 15, 20, 25, 30 et 60 GeV.

(entre 10 et 25 GeV), la distribution de λ_0^2 pour les pions neutres commence avec des grandes valeurs et diminue à mesure que l'énergie augmente. Pour des grandes énergies

(au-delà de 40 GeV), les distributions de λ_0^2 deviennent équivalentes, jusqu'à se superposer et ne plus être différenciables (aux alentours de 60 GeV). La distribution de λ_0^2 pour les autres hadrons présente une évolution beaucoup plus lente, celle-ci présente des grandes valeurs à petite énergie (de l'ordre de 1), puis ces valeurs se rapprochent doucement de celles observées pour des photons à grande énergie, mais dans une mesure bien moindre que celle des mésons π^0 . Cette étude n'est pas poursuivie au-delà des 50 GeV car au-dessus de cette valeur l'algorithme de *Clusterisation* utilisé n'est plus efficace : une partie des *Clusters* est divisée en plusieurs *Clusters* (*Cluster splitting*) et plusieurs particules sont détectées là où une seule a interagi avec le calorimètre. Il n'est donc pas possible de différencier les photons au-delà de 50 GeV.

Ces distributions peuvent être traduites en terme de probabilité : elles sont toutes normalisées à l'unité (figure 3.6). Par exemple, la probabilité qu'un photon de 7 GeV ait une valeur de λ_0^2 d'environ 0,27, est de 10% environ (maximum du pic sur la courbe en haut à gauche de la figure 3.6). Ces distributions nous donnent directement la répartition des probabilités $P(\lambda|i)$ présentées dans l'équation 3.1. Ces probabilités (distributions) sont déterminées pour les trois types de particules à discriminer, leurs poids de *PID* correspondants peuvent donc être déterminés.

Ces distributions ont été construites pour des valeurs discrètes d'énergie. Il est nécessaire de pouvoir déterminer les poids de *PID* pour toutes les valeurs d'énergie reconstruites pour les *Clusters*. Pour ce faire, une représentation de ces distributions en fonction de l'énergie a été établie.

3.5.2 Représentation des distributions de λ_0^2

Le but est de pouvoir connaître la distribution de λ_0^2 pour une particule déterminée quelle que soit son énergie. La figure 3.6 montre une évolution progressive et continue de ces distributions avec l'énergie. La solution retenue est d'obtenir une représentation à l'aide d'une fonction analytique de chaque distribution pour toutes les valeurs d'énergie considérées, et ce avec une implication d'un nombre minimum de paramètres ; puis une procédure similaire est appliquée à l'évolution de ces derniers.

Les distributions de λ_0^2 sont représentées par une fonction F_{G+L} , somme d'une fonction de Gauss et d'une distribution de type Landau. Dans les figures 3.7, 3.8 et 3.9, sont exposées comme exemples de telles représentations obtenues dans le cas de mésons π^0 de 12 GeV, 25 GeV et 50 GeV. Par construction, une fonction F_{G+L} possède six paramètres :

- pour la fonction de Gauss (équation 3.8) :
 - * Sa moyenne μ ;
 - * Son écart-type σ_G ;
 - * Un facteur de normalisation Λ .
- Pour la distribution de Landau (équation 3.9) :
 - * Sa valeur la plus probable, x_{MPV} .
 - * Son écart-type σ_L .
 - * Une constante de normalisation, K_L .

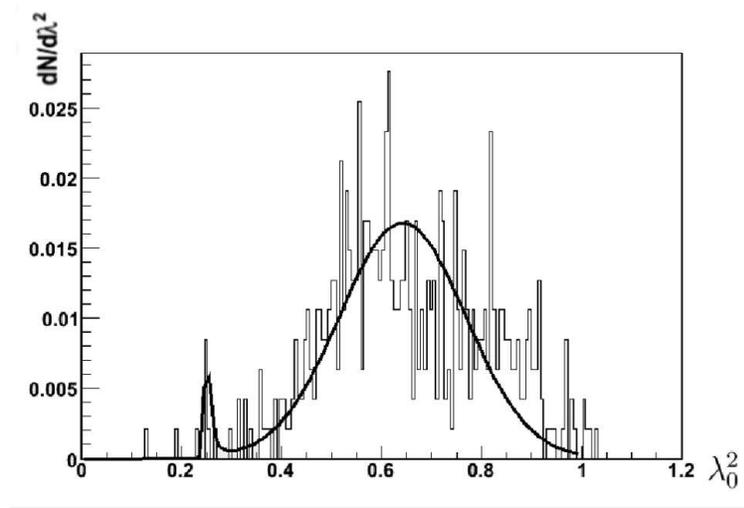


FIG. 3.7 – Exemple de représentation de la distribution de λ_0^2 pour des mésons π^0 de 12 GeV.

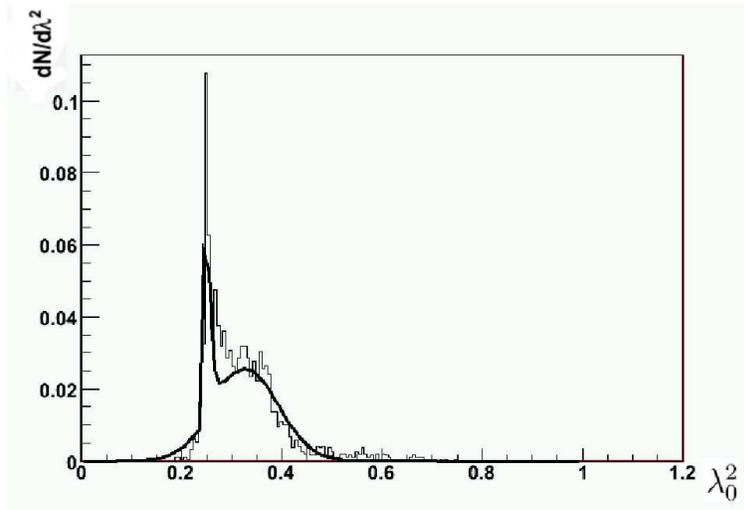


FIG. 3.8 – Exemple de représentation de la distribution de λ_0^2 pour des mésons π^0 de 25 GeV.

Pour mémoire, la fonction de Gauss est définie par :

$$P_G(x) = \frac{\Lambda}{\sigma_G \sqrt{2\pi}} e^{-(x-\mu)^2/2\sigma_G^2} \quad (3.8)$$

et la distribution Landau par :

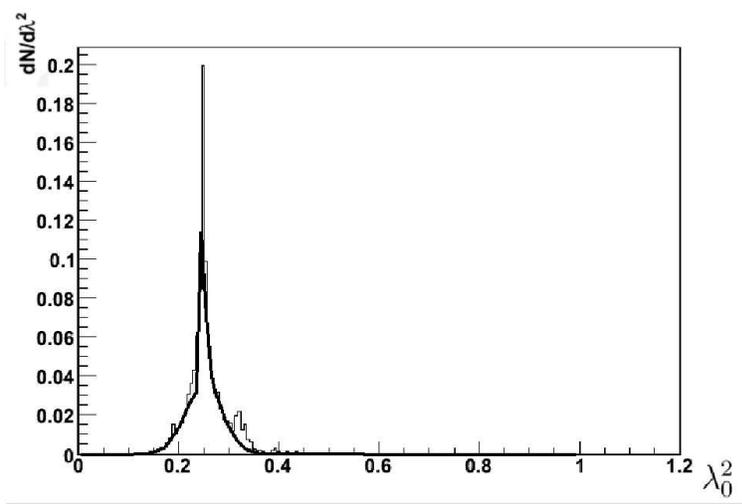


FIG. 3.9 – Exemple de représentation de la distribution de λ_0^2 pour des mésons π^0 de 50 GeV.

$$\begin{aligned} L(x) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{s \log s + xs} ds \\ &= L(x | x_{MVP}, \sigma_L, K_L). \end{aligned}$$

Six paramètres pour chaque distribution sont obtenus; les distributions sont déterminées pour treize énergies et pour les trois types de particules. Pour chaque type de particule et pour chaque paramètre, un ajustement en fonction de l'énergie est à nouveau effectué : l'évolution de chacun de ces paramètres en fonction de l'énergie est ainsi déterminée. La figure 3.10 présente cette évolution.

La qualité de ces ajustements peut être vérifiée sur la figure 3.11 qui présente la valeur de χ^2 ³ obtenue en fonction de l'énergie pour les représentations des distributions de λ_0^2 des trois types de particules.

Les six paramètres sont finalement ajustés en fonction de l'énergie grâce à des polynômes de degré cinq. Le cas des pions neutres est divisé en deux parties : de 5 à 10 GeV et de 10 à 60 GeV, pour pouvoir reproduire deux parties distinctes dans les distributions des paramètres pour ces particules. Il y a donc six paramètres pour les distributions de λ_0^2 ajustées par des polynômes de degré 5 (six paramètres), pour quatre catégories (γ , hadrons autres que π^0 , π^0 de 5 à 10 GeV et π^0 de 10 à 60 GeV). Soit $6 \times 6 \times 4 = 144$ paramètres (il est à noter qu'un grand nombre de ces valeurs est égal à zéro, un polynôme de degré inférieur à 5 étant souvent suffisant pour paramétrer les variations des paramètres de distribution de λ_0^2).

Avec ces dernières valeurs, nous sommes à même de déterminer aisément les distributions de λ_0^2 pour les trois types de particules, et donc grâce aux définitions de l'équation

³test d'ajustement, ou d'adéquation : consiste à apprécier l'adéquation d'une loi de probabilité à une distribution empirique en utilisant le test du χ^2 basé sur la loi multinomiale.

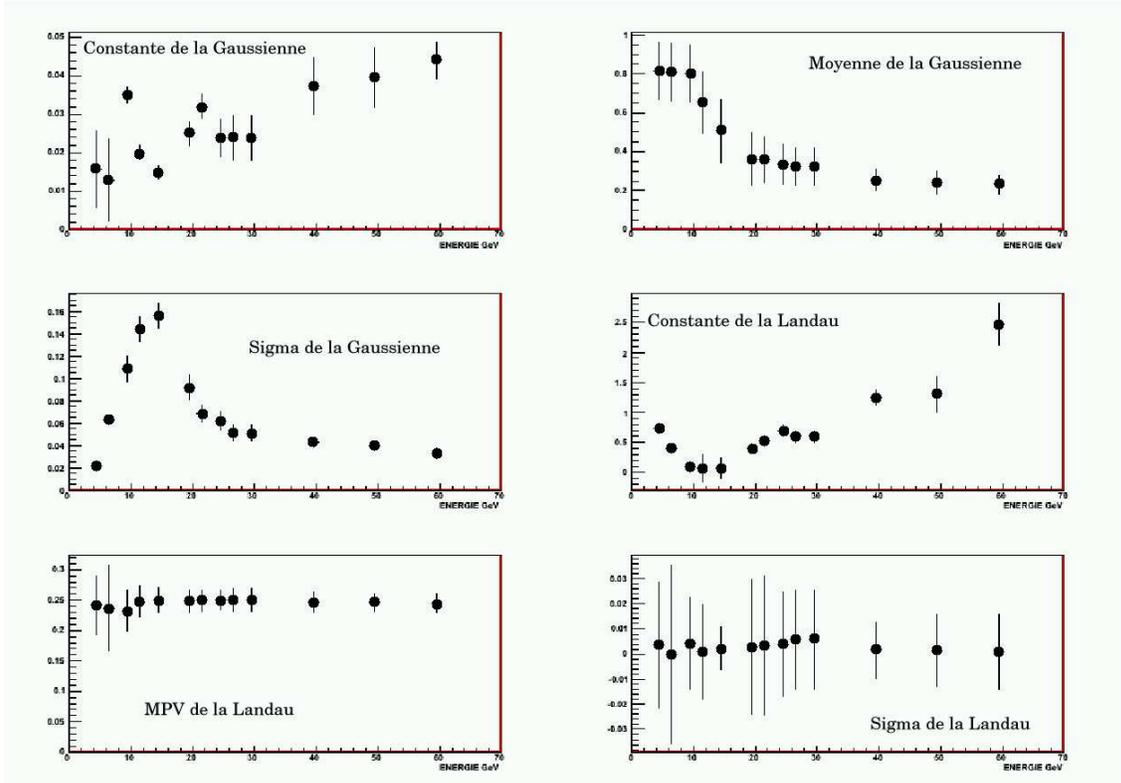


FIG. 3.10 – Évolution en fonction de l'énergie des six paramètres de la distribution de λ_0^2 déterminée pour les mésons π^0 .

3.1, il est possible de déterminer le poids $W(i)$ *PID* correspondant au *Cluster* reconstruit dans le calorimètre. Le code de calcul permettant d'attribuer les valeurs de $W(i)$ (*PID*) pour chaque type de particule a été écrit et implémenté dans la chaîne de reconstruction et détermine les poids de *PID* (en les enregistrant dans les ESD) de chaque *Cluster* dans EMCal ayant une énergie entre 5 et 60 GeV et utilisable par la communauté ALICE.

3.6 Efficacité de l'identificateur *PID*

Pour évaluer les capacités de la méthode pour la discrimination de particules, dans un premier temps, l'identificateur *PID* est calculé pour des particules générées dans l'acceptance d'EMCal sans aucune contribution de bruit de fond, c'est-à-dire sans événement sous-jacent dans la simulation. Ce test est effectué en simulant 100 événements contenant 20 particules mono-énergétiques dans l'acceptance du calorimètre.

3.6.1 Photons et pions neutres

Les résultats montrent a priori une bonne capacité d'identification des photons (*PID* moyen supérieur à 0,6) pour des énergies entre 5 et 40 GeV (figure 3.12). Pour les pions neutres, il est possible d'obtenir une valeur de poids de *PID* pour les pions neutres $W(\pi^0)$

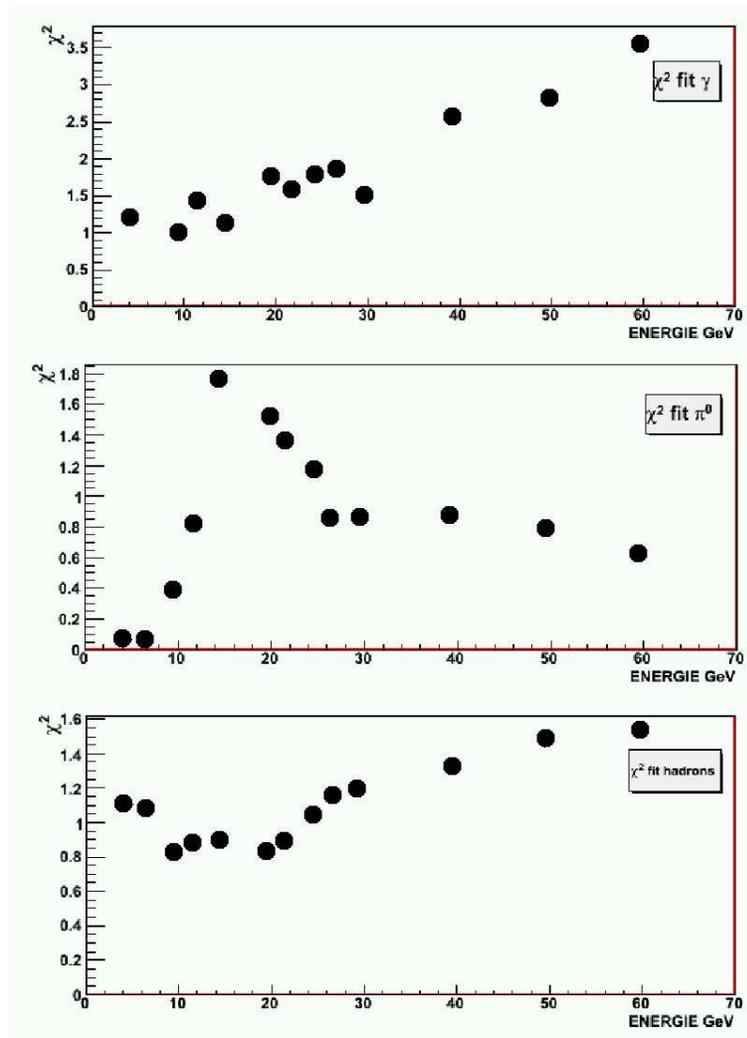


FIG. 3.11 – Valeur du χ^2 en fonction de l'énergie pour les représentations des distributions de λ_0^2 des trois types de particules.

bien au-dessus des autres (*PID* moyen supérieur à 0,5) pour des énergies entre 15 et 35 GeV (figure 3.13). La valeur de l'identificateur *PID* moyen des hadrons est très bonne (*PID* moyen supérieur à 0,6) pour toute la gamme en énergie testée (figure 3.14). Pour la suite, nous considérerons la différenciation photon - pion neutre (différenciation γ/π^0) comme étant l'objectif de l'étude, la différenciation avec les autres types de hadrons étant de l'ordre de l'étude du bruit de fond. De plus, l'énergie déposée par les hadrons dans le calorimètre étant très faible, la pureté à haute énergie pour ces particules sera négligeable (voir partie 3.6.2).

Le même test peut être fait en mélangeant la production de particules de type déterminé avec des particules issues de collisions selon deux modes de production :

- Trois particules de type déterminé avec des particules issues de collisions p-p à 14 TeV simulées avec PYTHIA.
- Quinze particules de type déterminé avec des particules issues de collisions

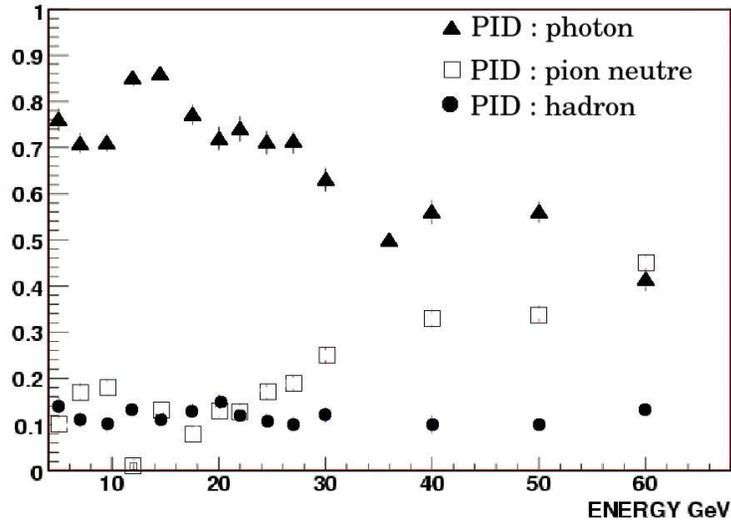


FIG. 3.12 – Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, du poids de PID du type photon, $W(\gamma)$, pour des photons simulés seuls dans l'acceptance d'EMCal. Un hadron est défini ici comme une particule autre qu'un photon γ ou un méson π^0

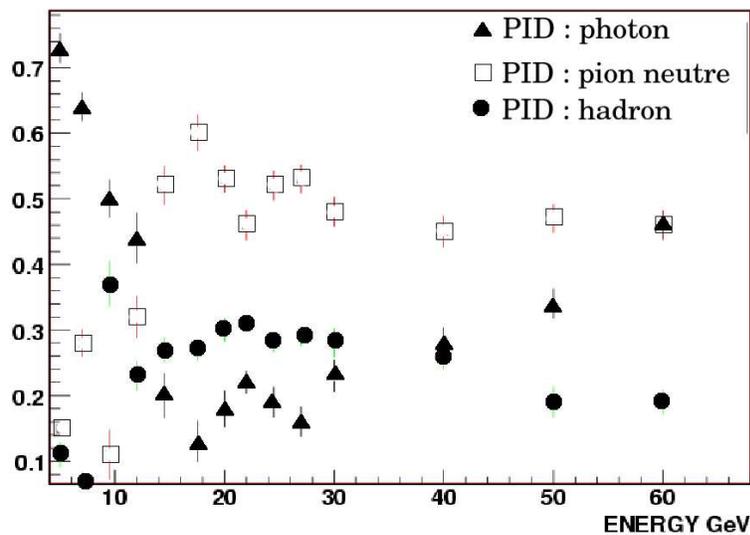


FIG. 3.13 – Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, du poids de PID du type pion neutre, $W(\pi^0)$, pour des mésons π^0 simulés seuls dans l'acceptance d'EMCal.

Pb-Pb à 5,5 TeV simulées avec HIJING en collisions centrales (paramètre d'impact $b < 0,5$ fm).

La valeur de $W(\gamma)$ moyen en fonction de l'énergie (figure 3.15) montre une bonne capacité d'identification des photons pour toute la gamme en énergie étudiée en collision p-p. Les résultats sont peu différents de l'étude précédente réalisée sans prise en compte des collisions p-p (figure 3.12). En effet le bruit de fond de ce type de collisions est très faible. Pour les pions neutres dans le même type de collision, la discrimination est maximale

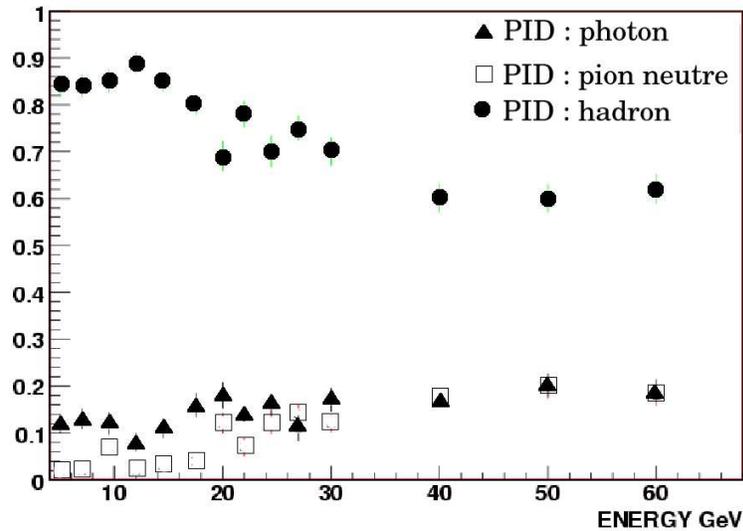


FIG. 3.14 – Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, du poids de *PID* du type hadron, $W(\text{hadron})$, pour des hadrons simulés seuls dans l'acceptance d'EMCal.

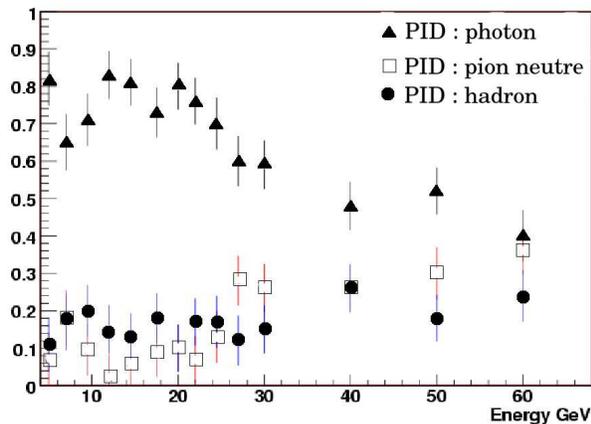


FIG. 3.15 – Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, de $W(\gamma)$, pour des photons γ simulés avec une collision p-p dans l'acceptance d'EMCal.

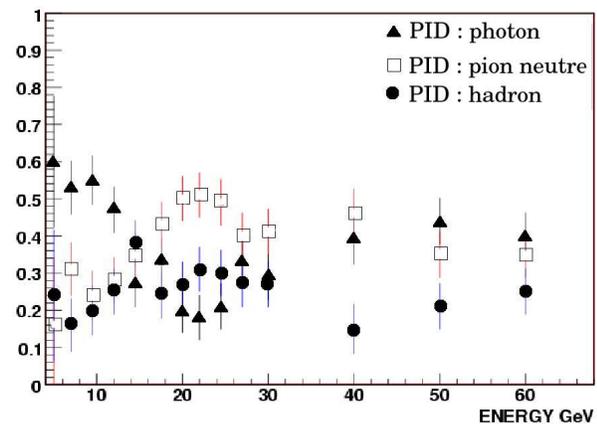


FIG. 3.16 – Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, de $W(\pi^0)$, pour des π^0 simulés avec une collision p-p dans l'acceptance d'EMCal.

entre 15 et 30 GeV avec une différence entre $W(\pi^0)$ et les autres $W(i)$ moins importante, donc moins efficace que dans le cas des photons. Les pions neutres aux basses énergies sont mal différenciés des photons parce que dans leur cas, l'analyse fait apparaître deux photons reconstruits dans deux *Clusters* bien distincts (voir 3.4).

La discrimination des photons pour une énergie supérieure à 7 GeV en collision Pb-Pb est correcte, la valeur de $W(\gamma)$ moyen restant supérieure à 0,5 (figure 3.17). Pour les plus basses énergies, les photons γ sont identifiés comme étant des hadrons du fait de la déformation des *Clusters* par l'addition de bruit provenant des particules issues des collisions d'ions lourds. Pour les pions neutres dans les collisions Pb-Pb, la gamme en

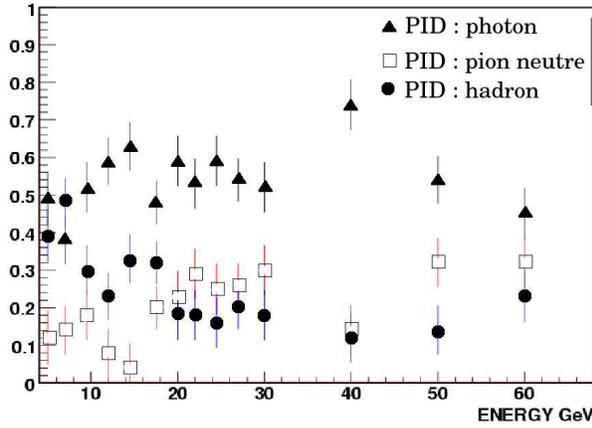


FIG. 3.17 – Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, de $W(\gamma)$, pour des photons γ simulés dans une collision Pb-Pb dans l'acceptance d'EMCal.

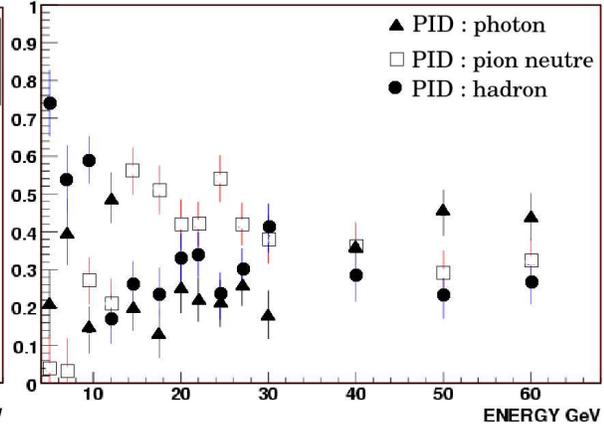


FIG. 3.18 – Valeur moyenne, en fonction de l'énergie, de $W(\pi^0)$, pour des pions neutres π^0 simulés dans une collision Pb-Pb dans l'acceptance d'EMCal.

énergie permettant une discrimination est comprise entre 15 et 30 GeV environ ; à basse énergie, les mésons π^0 sont identifiés comme étant des hadrons pour la même raison que celle qui explique la mauvaise identification des photons dans les mêmes conditions (figure 3.18).

Pour pouvoir apprécier l'efficacité de discrimination des particules par notre méthode, l'efficacité de discrimination des particules et la pureté sont définies comme :

$$\text{efficacité}(\gamma) = P(\text{identifié } \gamma | \gamma \text{ généré}) \quad (3.9)$$

$$= \frac{\text{nombre de particules identifiées } \gamma}{\text{nombre de } \gamma \text{ générés}} \quad (3.10)$$

$$\text{pureté}(\gamma) = P(\text{identifié } \neq \gamma | \text{identifié } \gamma) = \quad (3.11)$$

$$= \frac{\text{nombre de particules identifiées } \gamma \text{ et effectivement } \gamma}{\text{nombre de particules identifiées } \gamma} \quad (3.12)$$

et les efficacité (π^0) et pureté (π^0) se calculent de la même façon.

Un *Cluster* est identifié comme étant de nature X si $W(X)$, c'est-à-dire la probabilité que le *Cluster* soit issu d'une particule X , est supérieure à 0,3. Ce choix est fait au regard de l'évolution des valeurs moyennes de $W(i)$, en fonction de l'énergie (figures 3.15 et 3.17).

Les figures 3.19 et 3.20 montrent l'évolution de l'efficacité et de la pureté pour l'identification des photons et des pions neutres. L'efficacité de discrimination des photons est satisfaisante dans les collisions p-p (figure 3.19 en haut) : elle est supérieure à 60% pour des énergies inférieures à 20 GeV (70% pour des énergies inférieures à 15 GeV) et reste

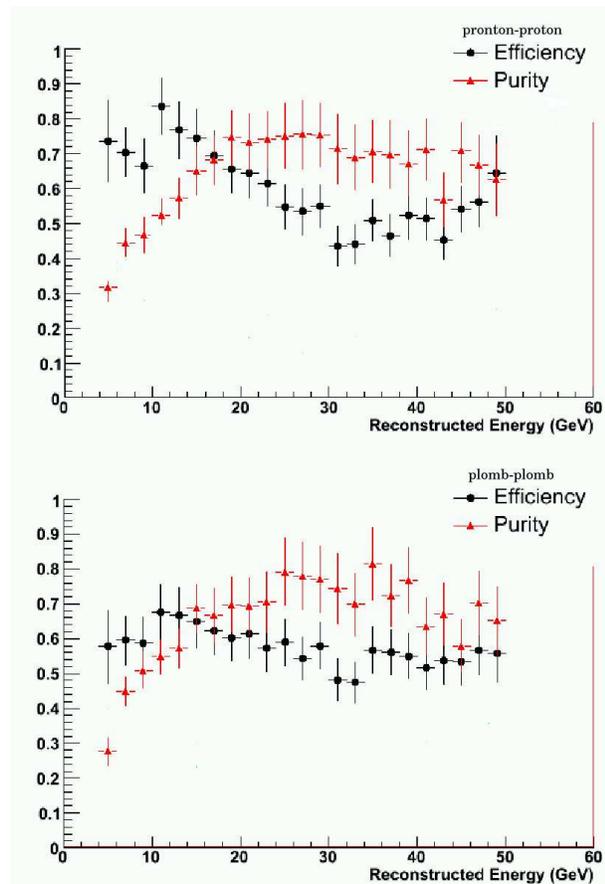


FIG. 3.19 – Efficacité et pureté pour l'identification des photons en fonction de leur énergie, dans le cas de collisions p-p (en haut) et Pb-Pb (en bas).

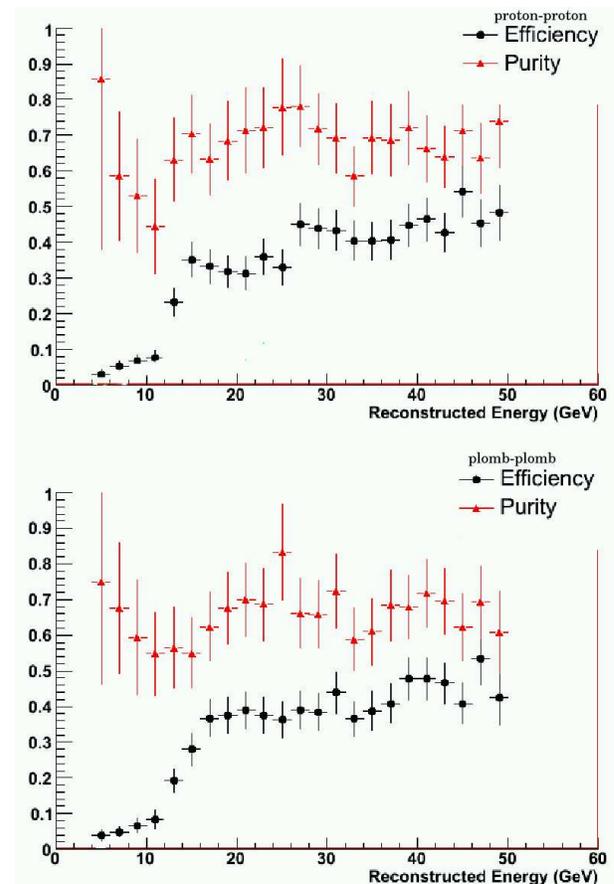


FIG. 3.20 – Efficacité et pureté pour l'identification des pions neutres en fonction de l'énergie en collision p-p (en haut) et Pb-Pb (en bas).

de l'ordre de 50% pour les plus hautes énergies. La pureté est acceptable pour des énergies supérieures à 20 GeV : égale à 70%. Dans le cas des collisions Pb-Pb, l'efficacité est supérieure à 50% sur toute la gamme en énergie, mais l'influence du bruit de fond des particules de la collision empêche d'obtenir une efficacité supérieure aux petites énergies (comme cela a été observé dans les collisions p-p). Dans le cas des pions neutres, l'efficacité est très faible ($< 0,3$) pour les énergies inférieures à 15 GeV, et le maximum d'efficacité est de 40% pour des énergies entre 17 et 50 GeV, que ce soit en collision p-p ou Pb-Pb. La pureté est comprise entre 55% et 75% sur toute la gamme en énergie étudiée. Ces observations montrent qu'il est alors possible d'identifier des photons dans le calorimètre en utilisant cette méthode basée sur la forme de la gerbe pour des énergies supérieures à 20 GeV et ce jusqu'à 50 GeV environ.

3.6.2 Hadrons

Les hadrons produits aux énergies du LHC et propagés dans EMCAL sont des hadrons qui déposent, dans ce calorimètre, une énergie correspondant au minimum d'ionisation.

La réponse d'EMCal à ces hadrons dépend de nombreux facteurs tels que l'énergie et la nature du hadron.

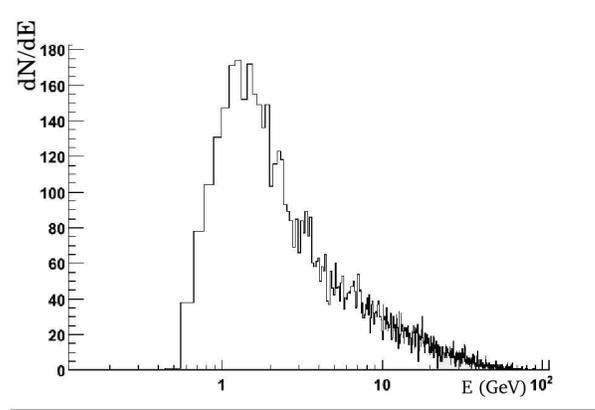


FIG. 3.21 – Spectre de l'énergie reconstruite dans EMCal d'une distribution uniforme (entre 5 et 100 GeV) de pions chargés π^+ .

Ici, à la différence des rayons γ , les hadrons déposent donc une énergie dans le calorimètre qui n'est qu'une petite fraction de leur énergie. La plupart des hadrons dépose une énergie dans le calorimètre de l'ordre de 1 GeV (figure 3.21) et ils ne sont pas toujours détectés : si l'énergie déposée est inférieure à la valeur minimum pour que la particule soit reconstruite dans le calorimètre, l'information sur la particule n'est pas conservée. Quand une particule détectée est identifiée comme étant un hadron, l'énergie reconstruite ne peut pas être considérée comme l'énergie de la particule, seule une partie de l'énergie est déposée dans le calorimètre. Dans le cas des hadrons, l'efficacité de l'identificateur *PID* sera modifiée par cet effet : les hadrons reconstruits de haute énergie sont peu nombreux et leur distinction est très difficile.

Les valeurs d'efficacité et de pureté pour les hadrons en collision p-p (figures 3.22 et 3.23) sont comparables à celles mesurées pour les photons et pions neutres dans le cas d'une énergie reconstruite inférieure à 10 GeV : l'efficacité est supérieure à 60%, la pureté de l'ordre de 75%. Mais dès que l'énergie augmente, il n'est plus possible de discriminer correctement ce type de particules : l'efficacité tombe à moins de 30% et la pureté est inférieure à 5%. La même mesure est effectuée pour des hadrons simulés dans des collisions d'ions lourds (figures 3.24 et 3.25). Si l'efficacité ne change que très peu, la pureté est alors bien moindre : elle ne dépasse pas les 50% pour les énergies inférieures à 10 GeV et descend à moins de 5% pour les hautes énergies (comme pour le cas des collisions p-p). Ici encore, la contribution du bruit de fond des collisions d'ions lourds fait baisser l'efficacité d'identification des particules dans la gamme des basses énergies. Il n'est pas possible d'utiliser l'identificateur *PID* présenté ici pour discriminer des hadrons de haute énergie. Il est tout de même à noter que le calorimètre EMCal, qui est un calorimètre électromagnétique, n'a pas vocation à détecter et reconstruire les hadrons chargés ; ceux-ci doivent être considérés comme du bruit de fond pour l'identification des photons et des pions neutres.

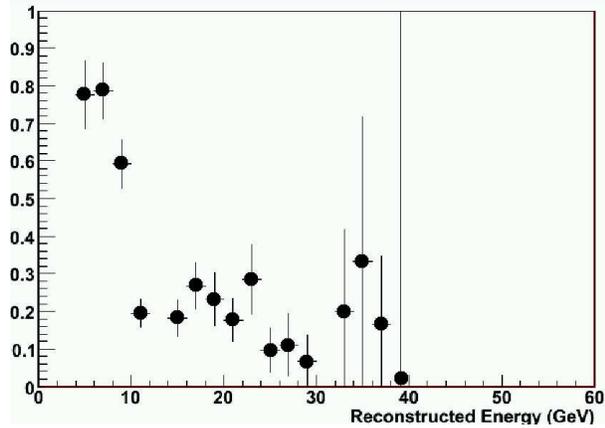


FIG. 3.22 – Efficacité pour l'identification des hadrons en fonction de l'énergie en collision p-p

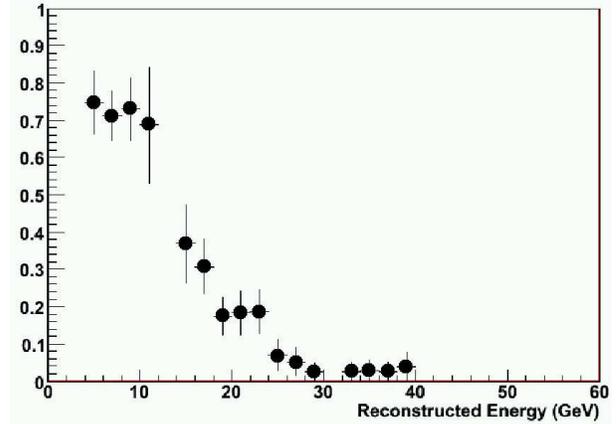


FIG. 3.23 – Pureté pour l'identification des hadrons en fonction de l'énergie en collision p-p

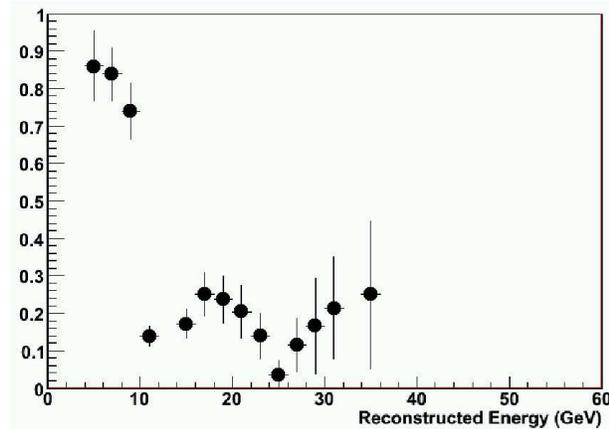


FIG. 3.24 – Efficacité pour l'identification des hadrons en fonction de l'énergie en collision Pb-Pb

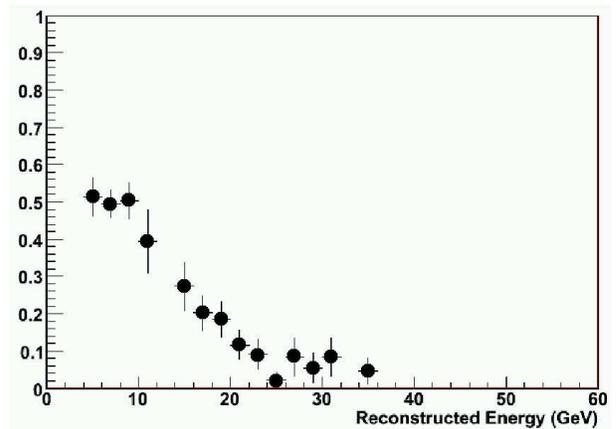


FIG. 3.25 – Pureté pour l'identification des hadrons en fonction de l'énergie en collision Pb-Pb

3.7 Différenciation électron-photon

Dans le calorimètre électromagnétique, il n'est pas possible de différencier un électron d'un photon car ils laissent le même signal dans le détecteur. Pour autant, cette différenciation serait un avantage pour notre étude, et l'utilisation des autres détecteurs centraux d'ALICE peut aider à cette discrimination, permettant, avec l'EMCal, de rejeter les électrons pour isoler les photons. Des études sur la correspondance de traces entre le calorimètre et le système de reconstruction des traces sont en cours [119]. S'il y a reconstruction de la trace d'une particule chargée en correspondance avec un *Cluster* du calorimètre, il est alors possible d'affirmer que ce *Cluster* est dû à une particule chargée. Cette technique doit permettre de différencier les électrons (chargés) des photons (neutres).

3.8 Discussion sur la méthode

La méthode proposée ici comporte certains inconvénients :

- La recherche des paramètres impliqués dans les représentations des distributions de λ_0^2 n'est pas automatisée. Si les algorithmes de reconstruction d'EMCal sont modifiés, il faut réajuster l'ensemble des paramètres associés à ceux-ci. Une partie du calcul de ces paramètres nécessite des vérifications et des ajustements faits à la main. Pour être optimale, cette méthode doit pouvoir être mise à jour simplement sans intervention directe de qui que ce soit. Ce travail n'a pas encore été fait.
- L'identificateur *PID* n'inclut pas encore la correspondance de trace, ce qui le rendrait plus efficace dans la détection des photons. De plus, la correspondance de traces pourrait aider à reconnaître les hadrons grâce à la comparaison de l'impulsion mesurée par la courbure des traces et l'énergie déposée dans le calorimètre.
- L'identificateur *PID* pourrait prendre en compte une technique de reconstruction en masse invariante pour l'identification des pions neutres à des impulsions faibles, ceci afin d'élargir la gamme en impulsions transverses utilisables vers les petites valeurs.

Ceci donne une idée du travail qui reste à effectuer pour l'optimisation de cette technique. Les méthodes présentées ici sont implémentées dans ALIROOT (c.f. l'annexe A.7.1) et offrent aux utilisateurs une première identification des particules.

L'identificateur *PID* permet ainsi d'identifier un photon d'énergie supérieure à 30 GeV et jusqu'à 50 GeV avec une efficacité supérieure à 50% et une pureté supérieure à 60%. Pour des photons aux alentours de 30 GeV, la pureté est de $\simeq 70\%$, propriété essentielle exploitée par la suite pour l'étude des corrélations γ -jets. Pour ce qui concerne l'étude des γ -jets, cette technique ne permet pas de déterminer la nature du photon (et notamment si c'est un photon direct, comme ceux que nous cherchons à identifier pour les γ -jets). Il sera donc nécessaire d'adjoindre à une sélection réalisée grâce à cette fonction d'identification *PID* d'autres coupures pour isoler un photon direct : c'est l'un des aspects qui sont présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

La sonde γ -jet

Il existe des processus durs menant à la formation d'un jet de hadrons en coïncidence avec un photon. Ces γ -jets peuvent être utilisés pour sonder le plasma de quarks et de gluons qui peut être formé lors des collisions d'ions lourds et notamment lors des collisions Pb-Pb à 5,5 TeV dont la production est prévue au LHC. Le photon du γ -jet donne directement et précisément l'énergie du jet émis à l'opposé et il est alors envisageable de mesurer la redistribution de l'énergie du jet du fait des interactions des hadrons qui le composent avec le plasma de quarks et de gluons. Ceci peut être effectué grâce à la modification de la distribution en énergie des particules au sein du jet en comparant les jets des collisions p-p aux jets des collisions Pb-Pb. Nous cherchons ainsi à quantifier la possibilité de détecter, reconstruire et étudier les γ -jets avec ALICE au LHC pour en déduire la distribution *HBP* dont la définition est explicitée dans la partie 1.1.2.

L'analyse des résultats des simulations de γ -jets, effectuées, comme cela est présenté dans l'annexe A.7, a permis de tester la pertinence de la méthode. Notre approche consiste à tout d'abord rechercher et identifier le photon γ dans le détecteur EMCal. Pour le jet, les particules chargées qui le composent seront reconstruites à l'opposé avec les trajectographes de la partie centrale (principalement l'ITS et la TPC) qui sont présentés dans la section 2.2.3. La détection et la reconstruction des corrélations γ -jets rendent alors possible l'obtention de la fonction *HBP*.

Dans un premier temps, cette méthode est testée dans des conditions d'énergie des jets et de bruit de fond, permettant d'en déterminer la pertinence et les valeurs des paramètres avec des conditions idéales. Les résultats des analyses réalisées dans de telles conditions de simulation, qui ne reflètent pas la réalité, devront par la suite être confrontés aux données expérimentales. Ce contexte de simulation correspond à :

- Des γ -jets quasi mono-énergétiques de 100 GeV qui sont utilisés afin de déterminer les paramètres de détection et de reconstruction de ces événements en limitant les difficultés de détection dues à une basse énergie des jets qui ne permettent pas de différencier les jets du bruit de fond. L'énergie du jet est alors très supérieure au bruit de fond.
- Des γ -jets produits par des collisions p-p pour s'affranchir des difficultés liées au bruit de fond des collisions Pb-Pb. Dans les premières conditions, la multiplicité est alors beaucoup plus faible et ce contexte autorise la mesure des jets sans les autres particules qui sont créées en grand nombre lors des collisions d'ions lourds.

Également, il est possible, comme nous l'expliquons plus loin, de simuler un effet d'atténuation des jets, tout en s'affranchissant du bruit de fond des collisions d'ions lourds.

Par la suite, le même travail est effectué en prenant en compte les effets du bruit de fond, pour déterminer l'influence de celui-ci sur la détermination de la distribution *HBP*. Ensuite, des spectres plus réalistes de γ -jets, correspondant aux conditions du LHC, sont utilisés pour vérifier en détail la faisabilité de la méthode. Enfin, la distribution *HBP* est obtenue et sa capacité à caractériser l'atténuation des jets est étudiée. Le tableau 4.1 donne les conditions de simulations pour ces différentes étapes.

Système	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	$E_{\gamma\text{-jet}}$	N_{Evt}
Détermination des paramètres			
R_c			
p-p	14	35	5000
p-p	14	100	5000
Pb-Pb	5,5	100	5000
$\Delta\phi$ et E_{jet}			
p-p	14	100	5000
Pb-Pb	5.5	100	5000
Test de la méthode			
R_c et gamme en ξ			
p-p	14	$S(E_{\gamma\text{-jet}})$	7000
p-p avec atténuation	5,5	$S(E_{\gamma\text{-jet}})$	7000
p-p sans atténuation	5,5	$S(E_{\gamma\text{-jet}})$	7000
Pb-Pb avec atténuation	5,5	$S(E_{\gamma\text{-jet}})$	5000

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des simulations effectuées, dans le cas de différents systèmes à diverses énergies, pour déterminer les paramètres de détection et de reconstruction des événements γ -jets ainsi que pour tester l'efficacité de la méthode. Le spectre réaliste $S(E_{\gamma\text{-jet}})$ est produit entre 30 et 100 GeV. Le nombre d'événements simulés dans chaque cas correspond à N_{Evt} .

Dans notre étude des γ -jets, nous utiliserons PYTHIA [120] pour générer le signal γ -jet et HIJING [121] pour simuler le bruit de fond des collisions d'ions lourds.

PYTHIA est utilisé pour la simulation des γ -jets dans des collisions p-p à $\sqrt{s}=14$ TeV. Dans les cas des événements γ -jets simulés pour être mélangés à ceux générés dans des collisions Pb-Pb, ces simulations sont faites à une énergie de $\sqrt{s}=5,5$ TeV.

HIJING est utilisé pour la simulation du bruit de fond dû aux particules issues des collisions d'ions lourds. Ce générateur combine un modèle QCD de production de jet avec le modèle "*Lund string*" de fragmentation [122]. Un rééchelonnement avec le modèle géométrique de Glauber [98] est fait pour extrapoler le calcul proton-noyau au cas noyau-noyau. L'effet d'ombre ("*shadowing*") nucléaire et la perte d'énergie sont inclus dans le modèle de HIJING et peuvent être sélectionnés par l'utilisateur. La densité de particules chargées à rapidité nulle dans la partie centrale d'ALICE, donnée par HIJING pour les collisions centrales Pb-Pb ($b < 2$ fm) à $\sqrt{s}=5,5$ TeV, est de l'ordre de $(dN/dy)_{y=0} \approx 6000$ particules chargées par unité de rapidité, ce qui est proche de la valeur la plus élevée de

8000 particules chargées par unité de rapidité (voir le paragraphe A.7.3).

4.1 Détection et reconstruction du photon

Le nombre de photons directs d'énergie supérieure à 30 GeV, détectables dans ALICE est de l'ordre de 10 000 par an, et le rapport entre les taux de production des jets inclusifs et des γ -jets sont de près de quatre ordres de grandeur (tableau 4.2, données issues de [92]) ; il est donc plus rationnel de faire un premier tri sur les événements contenant un photon direct plutôt que de commencer par rechercher le jet avant le photon. C'est la méthode retenue pour la reconstruction d'une corrélation photon-jet.

nombre de jets inclusifs	$> 4 \times 10^8$
di-jets, un jet dans EMCal	$\simeq 10^7$
γ -jets, γ dans EMCal	$\simeq 4 \times 10^3$

TAB. 4.2 – Taux de production annuels attendus pour les jets et γ -jets en un an de production en collisions Pb-Pb ($\mathcal{L} = 0,5/\text{mb/s}$; 1 an = 10^6 s).

La méthode pour reconstruire les propriétés du photon (voir le diagramme 4.1), se décompose en trois étapes de sélection pour garantir l'identification d'un *Cluster* correspondant à un photon de γ -jet ; elles correspondent à des coupures sur :

- l'énergie ;
- l'identificateur *PID* ;
- les conditions d'isolement.

4.1.1 Coupure sur l'énergie du photon

Cette coupure en énergie est appliquée à tous les *Clusters*, avant même de vérifier si chaque *Cluster* correspondrait à un photon ou à une autre particule. Comme elle permet d'éliminer un très grand nombre de "candidats photons directs", elle est effectuée en tout premier lieu dans le but de maximiser le nombre de photons directs par rapport au nombre total de photons. La contribution des photons directs à la production totale de photons augmente avec l'impulsion du photon [123]. Dans les conditions expérimentales prévalant auprès d'ALICE au LHC, il y aurait environ 10 000 photons d'impulsion supérieure à 30 GeV produits (figure 2.18). Dans le cas des photons possédant une impulsion inférieure à cette limite, la valeur du rapport $\gamma_{\text{dir}}/\pi^0$ ne dépasse pas 0,1 à 0,2 [123]. Pour pouvoir étudier les γ -jets, il est important de limiter au maximum la pollution qui proviendrait des autres sources (c'est-à-dire de photons qui ne proviennent pas des corrélations γ -jet). En décidant d'éliminer les photons en dessous d'un seuil en énergie, la contribution des photons autres que directs¹ est limitée et le rapport $\gamma_{\text{dir}}/(\gamma_{\text{incl}}-\gamma_{\text{dir}})$ est augmenté, mais par la même occasion, la statistique globale de photons directs, et donc de γ -jets, est réduite. Un compromis entre ces deux valeurs est donc à chercher. La limite de 10 000 γ -jets pour

¹Le nombre de photons inclusifs, γ_{incl} correspond à la somme de celui des photons directs, γ_{dir} et de celui de ceux qui ne le sont pas, $\gamma_{\text{!dir}}$.

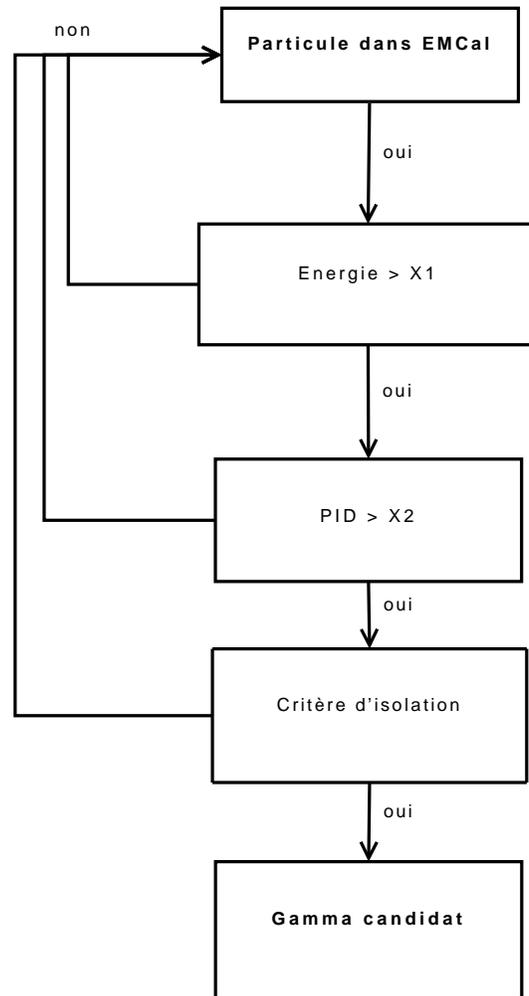


FIG. 4.1 – Diagramme présentant les étapes de l’algorithme de reconstruction d’un photon direct dans EMCAL.

notre étude est une première approche. Nous verrons par la suite que d’autres paramètres contraignent une valeur minimale pour l’énergie des γ -jets, notamment le bruit de fond des collisions d’ions lourds.

Il est nécessaire de compléter cette coupure en énergie par un critère permettant de déterminer si le photon est direct ou pas. La valeur de cette coupure est à estimer en fonction de différents paramètres :

- Taux de production des γ -jets pour une énergie supérieure à cette coupure ;
- Pollution par les autres sources de photons au-dessus de cette coupure ;
- Possibilité de reconstruire le jet émis à l’opposé du photon dans cette gamme en énergie ;
- Efficacité des autres techniques de discrimination des photons au-dessus de cette énergie.

4.1.2 Coupure sur les critères d'identification, *PID* du *Cluster*

Dans le chapitre 3 a été présentée la technique de détermination du e l'identificateur *PID* qui permet de déterminer la probabilité qu'un *Cluster* formé dans EMCal soit dû à telle ou telle sorte de particule. Nous l'utilisons ici pour déterminer la probabilité que le *Cluster* testé soit issu d'un photon.

Pour des γ d'énergie supérieure à 30 GeV, en prenant $W(\gamma) \geq 0,3^2$, il est possible d'identifier les photons avec une efficacité $\simeq 50\%$ et avec une pureté $\simeq 70\%$ (c.f. figure 3.19).

4.1.3 Critère d'isolement

La coupure selon des critères de l'identificateur *PID* permet d'éliminer une partie des hadrons et autres particules non électromagnétiques. Pour étudier les γ -jets, la reconstruction de photons directs à grande impulsion transverse émis par processus partoniques durs est requise. Dans le domaine en impulsion au-dessus de 30 GeV, le bruit dû à d'autres sources photoniques (notamment la décroissance électromagnétique des pions neutres) est diminué mais il est nécessaire de "raffiner" encore la sélection des photons pour éliminer toute autre source de photons que les photons directs.

La méthode consiste à vérifier que le photon considéré est bien direct en observant les particules dans la direction du photon et en testant le fait que celui-ci est isolé. Les photons directs sont produits dans des interactions parton-parton qui donnent dans l'état final un photon et un parton émis à l'opposé l'un de l'autre. Il n'y a donc pas de hadron de jet dans la direction du photon et celui-ci paraît alors isolé. Ce critère d'isolement peut être utilisé pour déterminer si le photon est un photon direct ou non.

De nombreuses études ont testé des techniques pour différencier les photons directs des autres sources de photons [124, 125]. Elles sont basées sur l'ouverture d'un cône autour de l'axe d'émission du photon et la détection des particules à l'intérieur de ce cône. Les deux méthodes de sélection, développées pour les besoins du spectromètre PHOS [124], ont été, également, testées pour EMCal :

- ICM : coupure d'isolement avec seuil en p_T qui consiste à vérifier qu'il n'y a pas de hadrons avec un p_T au-dessus d'un seuil déterminé à l'intérieur du cône.
- ICMS : coupure d'isolement avec seuil sur la somme. Cette méthode vérifie que la somme des p_T des hadrons dans le cône ne dépasse pas un seuil donné.

Ces différentes méthodes ont été proposées pour obtenir un critère simple qui puisse être applicable dans des environnements de type ions lourds afin de reconnaître les photons directs. Les derniers tests [126] montrent que la méthode donnant les meilleurs résultats au LHC est :

- Collisions p-p : ICM pour $E_\gamma > 25$ GeV avec seuil $p_T(\text{seuil}) = 0,5-1$ GeV/c, cône d'ouverture $R = 0,4-0,5$.
- Collisions Pb-Pb : ICM pour $E_\gamma > 35$ GeV avec seuil $p_T(\text{seuil}) = 2-3$ GeV/c, cône d'ouverture $R = 0,3$.

²En utilisant l'identificateur *PID* comme il est actuellement défini dans AliRoot, la valeur de coupure est de 0,1 pour prendre en compte les autres types de particules tels que les électrons, protons, neutrons, etc.

Ces méthodes permettent d'obtenir un rapport signal sur bruit supérieur à 1 pour des photons de plus de 35 GeV dans un environnement de type ions lourds, rendant ainsi possible l'étude des γ -jets par la détection de ces photons directs [124, 126].

4.1.4 Identification du photon γ

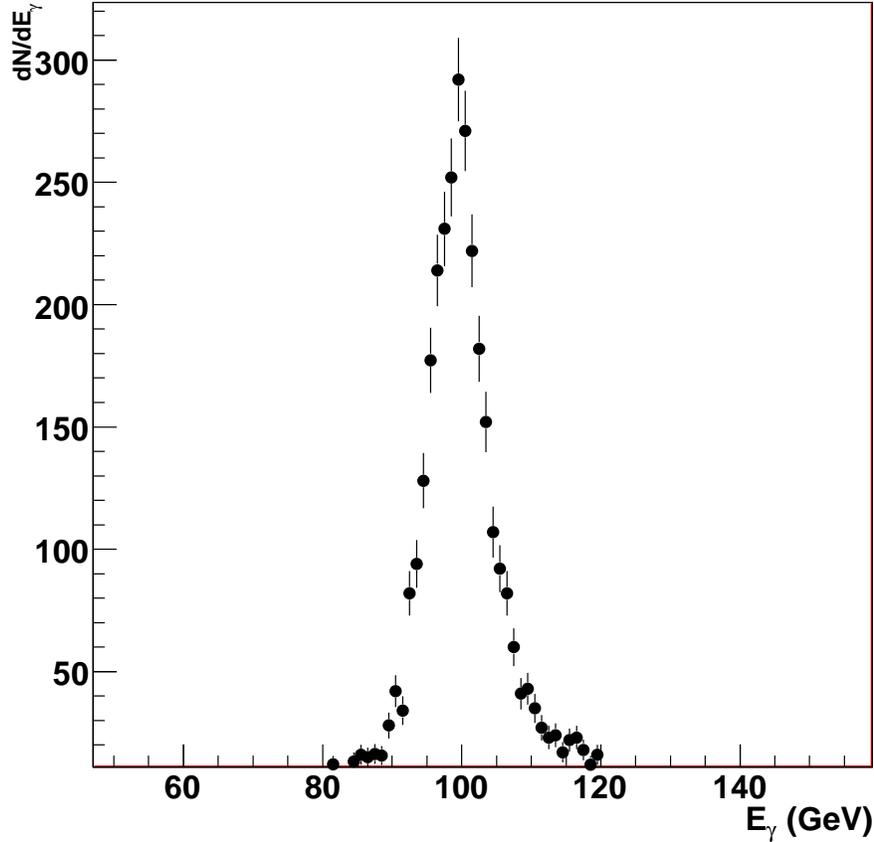


FIG. 4.2 – Spectre en énergie de photon γ obtenu en produisant des γ – jets simulés à $P_T(\text{hard}) \simeq 100$ GeV. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

En utilisant les méthodes de sélection du photon γ présentées précédemment (coupures sur l'énergie, PID et coupure d'isolement), il est possible d'identifier le photon du candidat γ -jet. La résolution en énergie d'EMCal pour ces photons est de l'ordre de 5% (partie 2.2.4) et l'écart de l'énergie moyenne mesurée par rapport à celle qui est simulée est inférieur à 1%. Ceci est illustré par la figure 4.2.

Cette grande précision dans la mesure en énergie du photon γ ainsi que sa localisation dans l'espace nous donne des bases solides pour la recherche du jet émis en coïncidence.

4.2 Reconstruction du jet à l'opposé

4.2.1 Propriétés

Avant de présenter la technique de détection du jet en coïncidence avec le photon γ , il est utile de rappeler un certain nombre de définitions et de valeurs expérimentales utilisées pour l'étude des jets :

- La rapidité est :

$$y = \frac{1}{2} \times \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \times \ln \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right). \quad (4.1)$$

- Dans la limite des hautes énergies, $\beta \rightarrow 1$ ou $m \rightarrow 0$ et donc la pseudo-rapidité est :

$$\eta = \frac{1}{2} \times \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = -\ln \frac{\theta}{2} \quad (4.2)$$

- L'énergie transverse est :

$$E_T^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2 = m^2 + p_T^2 = E^2 - p_z^2. \quad (4.3)$$

avec

$$p_T = p \times \sin \theta, \quad (4.4)$$

$$p_z = E \times \tanh y = E_T \times \sinh y, \quad (4.5)$$

et

$$E = E_T \times \cosh y. \quad (4.6)$$

- Pour les particules sans masse $E_T \rightarrow p_T$.
- Pour les jets composés des particules i , l'énergie transverse, la pseudo-rapidité, et l'azimut sont définis comme :

$$E_{T\text{jet}} = \sum_{i \in \text{jet}} E_{Ti}, \quad (4.7)$$

$$\eta_{T\text{jet}} = \sum_{i \in \text{jet}} \frac{E_{Ti} \eta_i}{E_{T\text{jet}}}, \quad (4.8)$$

$$\phi_{T\text{jet}} = \sum_{i \in \text{jet}} \frac{E_{Ti} \phi_i}{E_{T\text{jet}}}. \quad (4.9)$$

Ces définitions nécessitent de déterminer les particules qui appartiennent à un jet. Ceci est fait grâce à un algorithme de recherche de jet tel que ceux qui sont présentés dans la partie 1.2.1.

Le diagramme 4.3 présente l'algorithme de recherche d'un jet à l'opposé du photon direct que nous avons développé dans le cadre de cette étude. Il dérive de l'algorithme de cône développé pour l'expérience UA1 du CERN (semblable à l'algorithme de cône

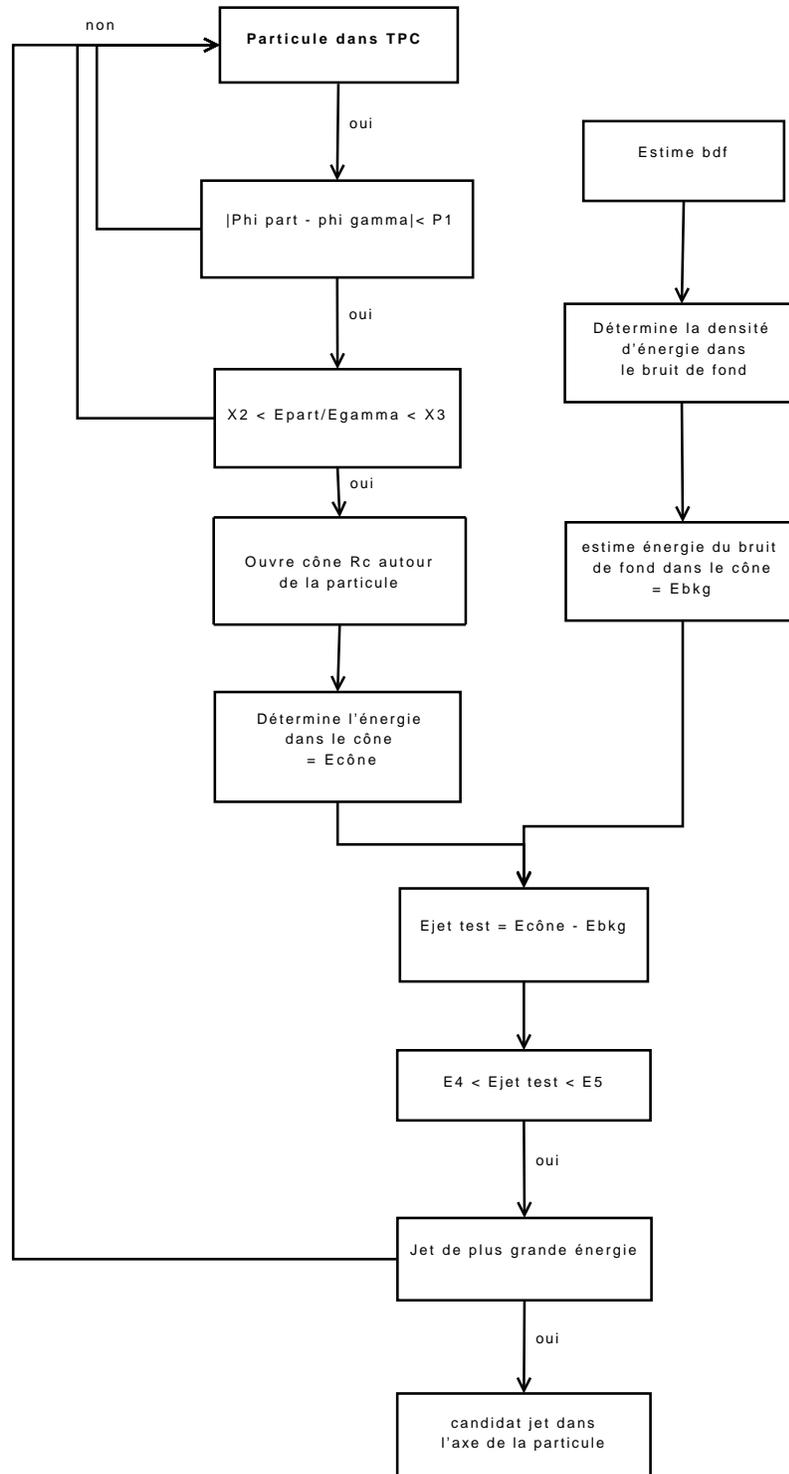


FIG. 4.3 – Diagramme des étapes de l'algorithme de détection du jet émis à l'opposé du photon prompt. Les coupures sont explicitées dans le texte.

simple exposé en 1.2.1). Le principe de base est de définir un cône d'ouverture $R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ puis de chercher la zone pour laquelle l'énergie dans ce cône est maximale en promenant ce cône sur l'espace des ϕ, η .

Grâce aux γ -jets, il est possible de connaître certaines caractéristiques du jet avant de débiter cette recherche. Le jet est émis à l'opposé du photon γ dans le repère du centre de masse de la collision, et l'énergie du jet est la même que celle de ce photon γ . Le point de départ pour la recherche d'un jet consiste donc à commencer par l'opposé azimutal (en ϕ) du photon reconstruit d'après la méthode expliquée dans la partie 4.1.

4.2.2 Coupure en ϕ

Le jet est émis dans une direction préférentielle par rapport à l'axe du photon. Dans le centre de masse de la collision parton-parton, le parton et le photon à l'origine du γ -jet sont émis à l'opposé l'un de l'autre (émission dos-à-dos). Dans le référentiel du laboratoire (celui qui est accessible expérimentalement à nos détecteurs), la corrélation en rapidité est perdue. Il n'est pas possible d'estimer a priori la rapidité du jet en ayant celle du photon. Par contre, pour la direction transverse (en ϕ), cette corrélation angulaire est conservée. Dans la direction azimutale, le jet est émis à l'opposé du photon avec un angle relatif proche de π (voir la partie 1.1.6). Il est alors possible de limiter la zone de recherche du jet dans une gamme de ϕ déterminée. C'est le but de la coupure P1 du diagramme 4.3.

La différence azimutale (corrélation angulaire) entre l'axe du photon et l'axe du jet pour des événements de type γ -jets simulés avec PYTHIA est nettement piquée aux alentours de π (c.f. la figure 4.4). L'écart-type de cette distribution est de $\sigma_\phi = 0,218$ rad. Si une acceptation de $\pm 0,5$ rad autour de cette valeur est choisie, 100% des jets sont reconstruits (testé ici pour 5000 γ -jets). Si cette coupure est prise à $\pi \pm 0,25$ rad, 85% des jets sont reconstruits. $P1 = \pi \pm 0,5$ rad est prise comme valeur de coupure sur la corrélation azimutale entre l'axe du jet et l'axe du photon γ .

4.2.3 Détermination de l'axe du jet

Avec cette approche pour la recherche du jet, il est possible de déterminer l'axe de la gerbe de particules issue du parton initial qui a été émise à l'opposé du gamma. L'algorithme de recherche de jet est du type "*UA1 cone finder*" [127] et est aussi inspiré du travail effectué sur le code JETAN [128], le code pour l'étude des jets dans ALICE, pour la reconstruction de jet dans un environnement de type ions lourds. Cet algorithme divise l'espace (ϕ, η) en cellules. Chaque cellule contient les particules qui sont reconstruites à l'intérieur de celle-ci. L'énergie des particules dans chaque cellule est sommée. La recherche du jet se fait ensuite en utilisant les cellules comme des pseudo-particules ; un maximum d'énergie localisé dans l'espace (ϕ, η) est cherché en ouvrant un cône d'ouverture donnée $R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$.

Cette technique permet la reconstruction des corrélations γ -jets. Dans un premier temps, les collisions p-p servent à déterminer les paramètres de l'algorithme de recherche des jets. Les collisions Pb-Pb seront utilisées par la suite pour estimer l'influence du bruit de fond.

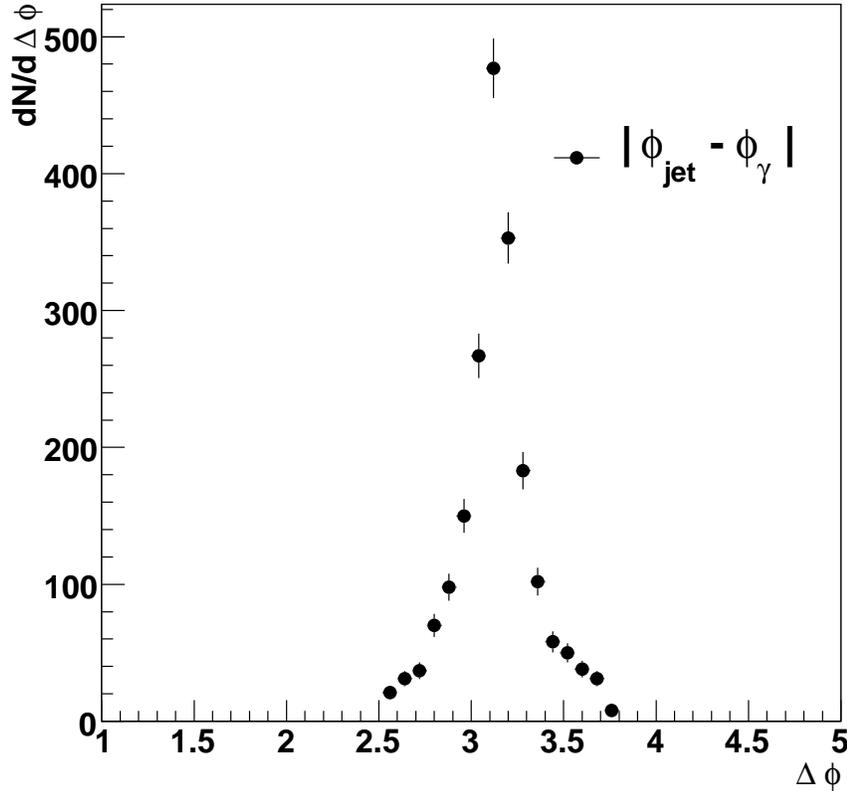


FIG. 4.4 – Corrélation azimutale (en radians) entre l’axe du jet et l’axe du photon pour des γ -jets simulés avec PYTHIA. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

4.3 Des événements p-p aux événements Pb-Pb

Les γ -jets reconstruits dans le cas des collisions p-p nous servent de référence. Ce type de collision permet de déterminer les valeurs des principaux paramètres pour la reconstruction des γ -jets comme la différence entre l’angle azimutal du jet et du photon γ , l’ouverture angulaire R_c du cône de recherche du jet, les limites en énergie du jet, le critère de choix du meilleur jet pour différentes gerbes détectées en coïncidence avec un photon γ , etc.

Les simulations des γ -jets en collisions p-p permettent de s’affranchir du bruit de fond des collisions Pb-Pb, et donc de pouvoir reconstruire plus facilement les jets qui seraient noyés dans les fluctuations de bruit de fond dans le cas des collisions d’ions lourds. Expérimentalement, les collisions p-p à 14 TeV serviront pour revérifier les paramètres proposés et déterminés grâce aux simulations. Puis l’idéal serait de comparer des collisions p-p et Pb-Pb de même énergie (5,5 TeV) afin d’étudier les modifications de la distribution en énergie des particules des γ -jets entre ceux produits lors des collisions p-p et Pb-Pb.

4.3.1 Déterminer les paramètres grâce aux collisions p-p

Les collisions p-p, exemptes de bruit de fond, permettent de déterminer plus facilement la part de l'énergie reconstruite des jets, la capacité de la méthode à détecter des jets sans bruit de fond, les corrélations entre le photon et la gerbe de particule.

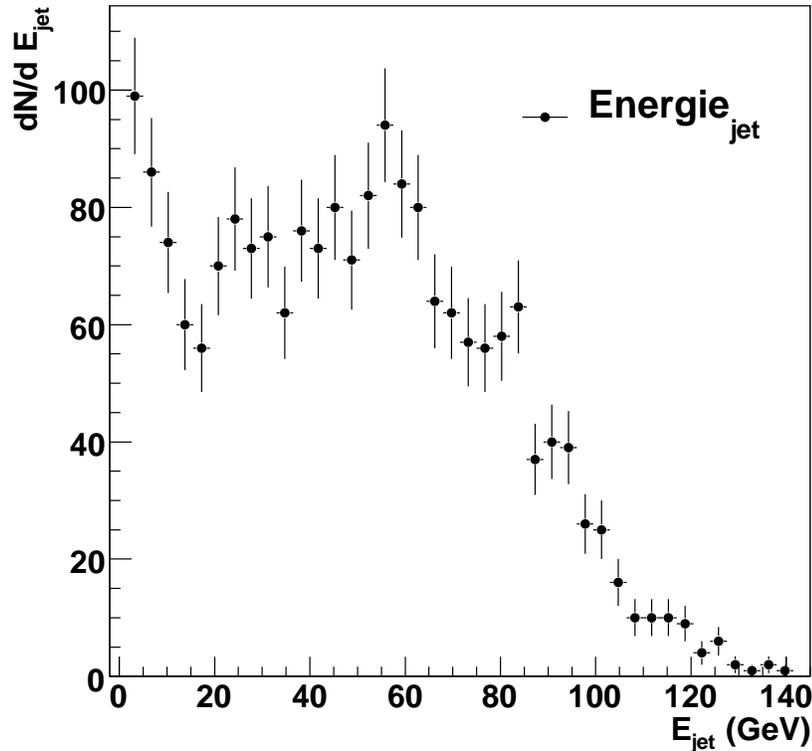


FIG. 4.5 – Energie reconstruite, dans un cône d'ouverture R_c 0,7. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

Energie reconstruite du jet

L'énergie reconstruite du jet n'est pas une valeur à déterminer pour la reconstruction de la distribution *HBP*. Cette valeur E_{jet} est connue grâce au photon émis en coïncidence avec le jet de façon très précise. Cette énergie est utilisée pour la détection du jet (recherche du maximum d'énergie dans le cône promené en η, ϕ). Cette valeur peut aussi être utilisée pour comparaison avec les techniques de reconstruction des di-jets, qui cherchent à déterminer cette énergie, n'y ayant pas accès autrement. Dans le cas des γ -jets de 100 GeV, les valeurs d'énergie reconstruite dans un cône d'ouverture $R_c=0,7$ grâce à la détection des particules chargées, présentent une large distribution, entre 0 et 140 GeV environ. Cette distribution en énergie est maximale en deux valeurs d'énergie : aux alentours de 50 GeV et à basse énergie (moins de 10 GeV), comme l'illustre la figure 4.5.

Le maximum à 50 GeV s'explique par l'acceptance des détecteurs : seules les particules chargées du jet sont reconstruites (traces dans la TPC) et une partie de l'énergie n'est pas reconstruite, de plus une partie des jets peut être en dehors de l'acceptance géométrique des détecteurs. Cette partie est compatible avec les résultats de JETAN, le code de reconstruction des jets utilisé pour ALICE [82]. Le maximum à basse énergie provient de "jets fortuits" reconstruits à partir de jets qui ne sont pas totalement inclus dans l'acceptance du détecteur ou à partir de fluctuations du bruit de fond qui peuvent apparaître à l'algorithme comme un jet.

Une représentation plus judicieuse consiste à s'affranchir des fluctuations en énergie lors de la simulation des γ -jets en traçant le rapport E_{jet}/E_γ . La figure 4.6 montre cette distribution.

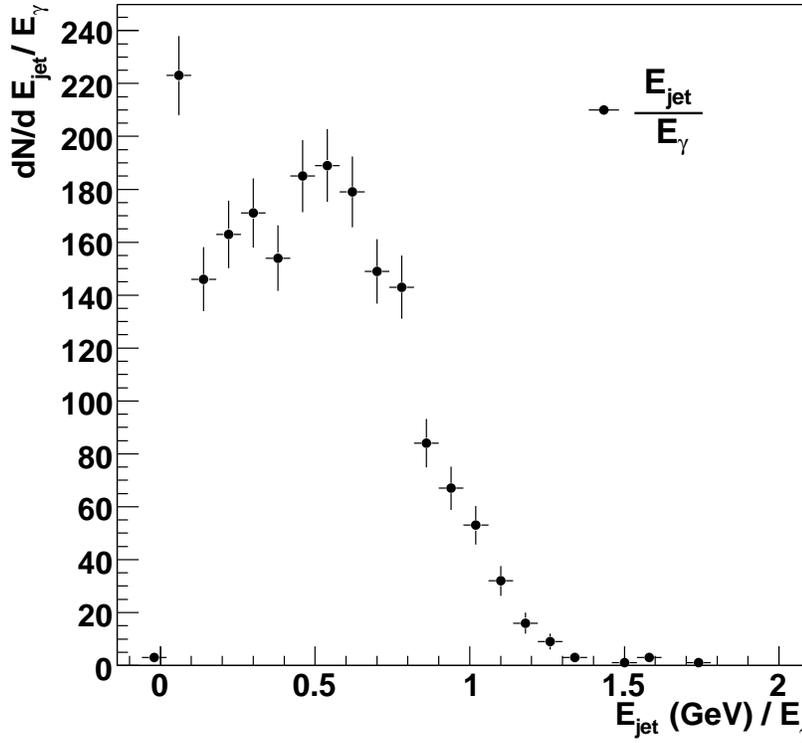


FIG. 4.6 – $\frac{E_{\text{jet}}}{E_\gamma}$, dans un cône d'ouverture de 0,7. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

La distribution du rapport $\frac{E_{\text{jet}}}{E_\gamma}$ présente les mêmes formes que la distribution en énergie du jet reconstruit : une moyenne à 0,5 avec une largeur de distribution aux alentours de 30% de l'énergie du jet, ce qui est conforme aux résultats obtenus dans [82] pour la reconstruction en énergie des jets en ne prenant que les particules chargées. Cette distribution montre que les γ -jets présentent un avantage certain quant à l'estimation de l'énergie du jet. De l'ordre de 5% pour les γ -jets et de 30% pour les di-jets, le gain mesuré sur ces simulations est de l'ordre d'un facteur 6 sur la résolution en énergie. L'écart entre

la moyenne de l'énergie reconstruite et celle qui est simulée est de moins de 1% pour les γ -jets en utilisant l'énergie du γ et de près de 50% pour les di-jets en utilisant la somme des énergies des particules constituant le jet : le gain ici est très intéressant.

Le pic à basse énergie, pour des rapports $\frac{E_{\text{jet}}}{E_{\gamma}}$ inférieurs à 0,1, est dû à la reconstruction de "jets fortuits", ou de jets tronqués par l'acceptance limitée des détecteurs. JETAN impose une énergie minimum à ces jets pour leur reconstruction, ce qui supprime cet effet. Dans le cas proposé ici, une coupure sur les jets de moins de 10 GeV éliminerait ce pic à basse énergie. Mais les fluctuations du bruit de fond doivent aussi être prises en compte pour déterminer une coupure sur le minimum en énergie pour le jet, comme nous le verrons plus loin.

Energie du jet dans R_c

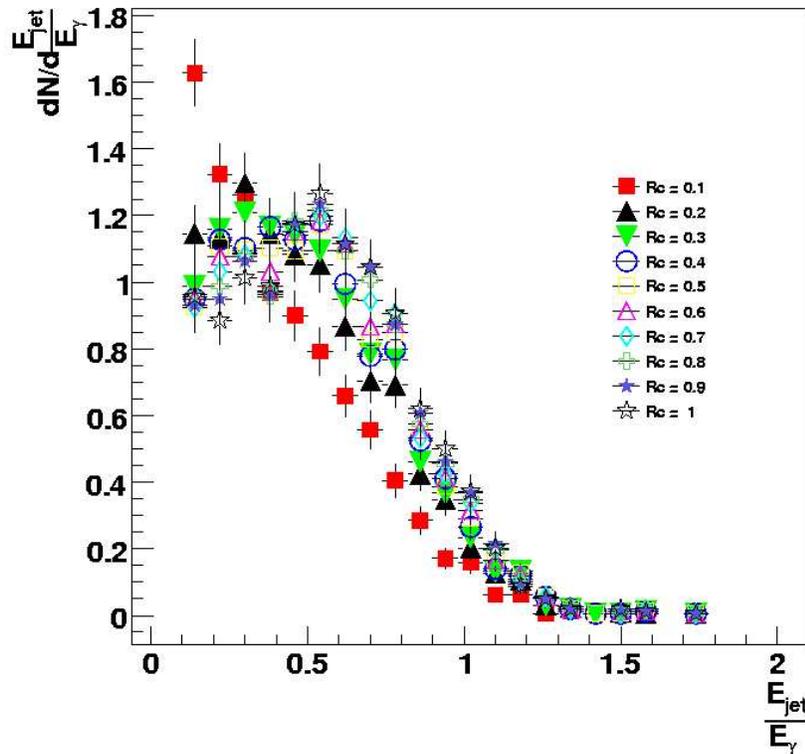


FIG. 4.7 – $\frac{E_{\text{jet}}}{E_{\gamma}}$, pour différentes valeurs d'angles d'ouverture de cône R_c . 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

Une analyse réalisée pour différentes valeurs d'angle d'ouverture du cône permet d'explorer différents domaines :

- Plus le cône a une grande ouverture R_c , plus le nombre de particules du jet à l'intérieur du cône est élevé : il y a amélioration de la qualité du jet reconstruit en terme de fraction d'énergie du jet reconstruite.
- Plus l'ouverture est petite, plus le nombre de particules du bruit de fond dans le cône diminue : il y a réduction des effets du bruit de fond.

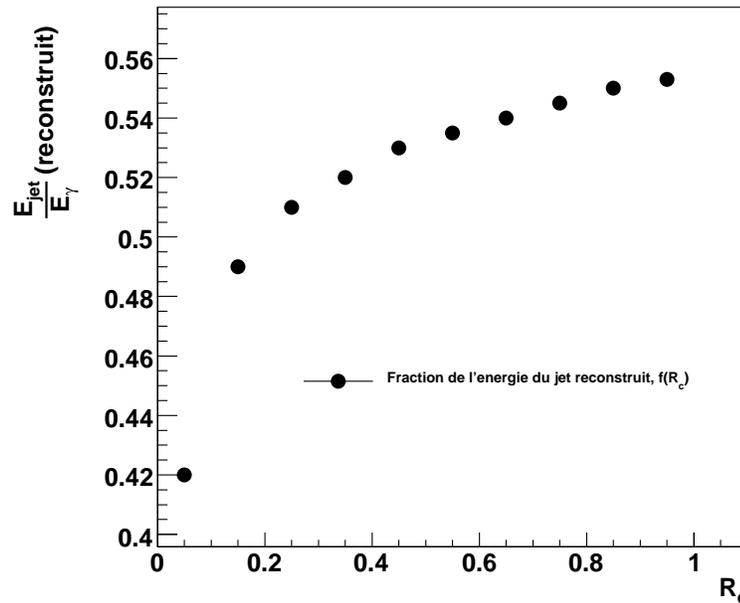


FIG. 4.8 – Moyenne de la distribution $\langle \frac{E_{\text{jet}}}{E_\gamma} \rangle$, en fonction de l’angle d’ouverture de cône R_c . 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

Notre objectif est donc de trouver un compromis entre un cône d’angle au sommet important, qui permet d’obtenir une énergie du jet à détecter maximale, et un cône de petite ouverture qui minimise le bruit et donc ses fluctuations en énergie.

L’étude du rapport de l’énergie du jet sur l’énergie du photon pour différentes ouvertures de cônes permet de déterminer une valeur optimale d’ouverture R_c pour laquelle l’énergie du jet est grande sans ouvrir trop le cône (pour limiter les effets du bruit de fond). Ces distributions varient selon l’ouverture du cône (figure 4.7). L’étude de l’énergie moyenne reconstruite pour les jets en fonction de R_c permet de déterminer plus aisément l’ouverture optimale. La fraction moyenne reconstruite dans un cône pour un jet augmente avec l’ouverture de ce cône (figure 4.8). Cette fraction d’énergie augmente très rapidement pour $0 < R_c < 0,3$, puis une rupture dans la pente est observée et l’augmentation est plus faible pour $R_c > 0,3$. Au dessus de 0,3, l’augmentation est linéaire en fonction de R_c .

Pour une ouverture de 0,1, 42% de l’énergie du jet est reconstruite à l’intérieur du cône ; pour une ouverture de 0,3, 52% de l’énergie est reconstruite ; et pour une ouverture de 1,0, 55% de l’énergie est reconstruite. Dans une première approche, une ouverture de 0,3 semble intéressante, montrant un bon compromis entre une ouverture faible et un maximum d’énergie reconstruite à l’intérieur du cône.

D’autres variables interviennent dans la détermination du R_c optimal à la détection du jet. La fraction d’énergie du jet est maximisée en augmentant R_c , mais la contribution du bruit de fond augmente aussi avec l’ouverture du cône. Il est nécessaire que l’énergie du jet dans le cône soit nettement différenciée du bruit de fond et donc supérieure aux fluctuations de bruit de fond, pour permettre la détection du jet. C’est ce que la partie

suivante se propose de montrer.

4.3.2 Ajustement pour Pb-Pb

Fluctuations du bruit de fond dans R_c

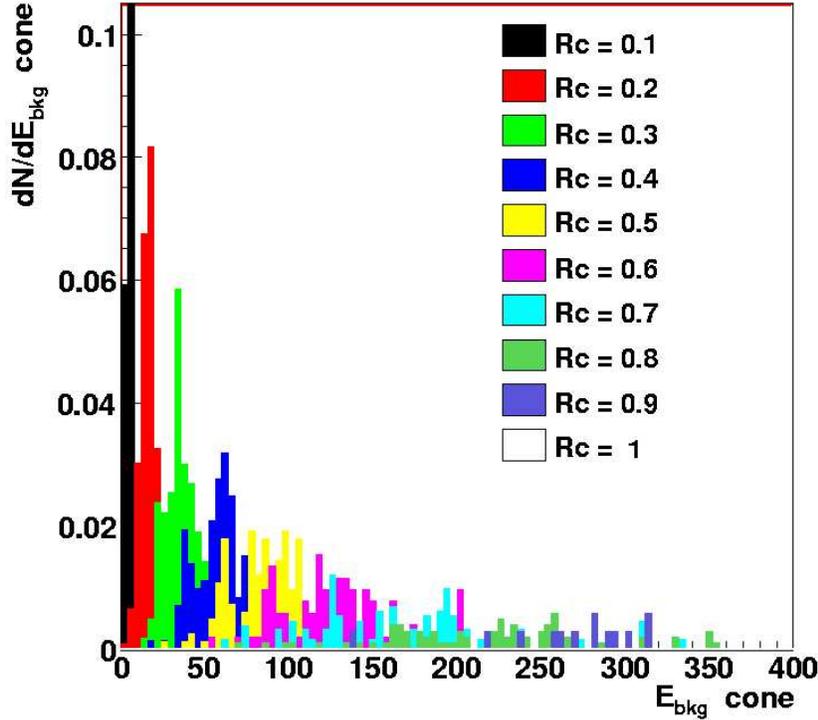


FIG. 4.9 – Distribution de l'énergie du bruit de fond, pour différentes ouvertures de cône R_c , de gauche à droite pour des ouvertures de cônes de 0,1 à 1. En utilisant le bruit de fond de 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.

La principale limite à la reconstruction de jet dans un environnement de type ions lourds provient du bruit de fond de "l'événement sous-jacent" dans le cône servant à la détection du jet. Plus le cône a une ouverture importante, plus l'énergie dans ce cône augmente, plus la distribution en énergie du bruit de fond dans ce cône est large et donc plus les fluctuations augmentent (figure 4.9).

Ces fluctuations ont trois types de contributions :

- Les fluctuations dues aux variations, événement par événement, du paramètre d'impact pour une classe de centralité donnée. Ces fluctuations sont proportionnelles à l'énergie totale dans le cône et donc proportionnelles à R_c^2 .
- Les fluctuations Poissonniennes, de particules non corrélées. L'écart type ΔE_{BDF} de ces fluctuations est donnée par :

$$\Delta E_{\text{BDF}} = \sqrt{N} \sqrt{\langle p_T \rangle^2 + \sigma_{p_T}^2} \quad (4.10)$$

où N est le nombre de particules dans le cône, $\langle p_T \rangle$ est le moment transverse moyen des particules, et σ_{p_T} l'écart type du spectre en moment transverse. Ces fluctuations sont proportionnelles à R_c .

- Les fluctuations non Poissonniennes : du fait que la plupart des particules de haut p_T proviennent de jets, toutes les particules ne sont pas décorréélées, ce qui implique des fluctuations plus importantes que la limite donnée par les fluctuations poissonniennes.

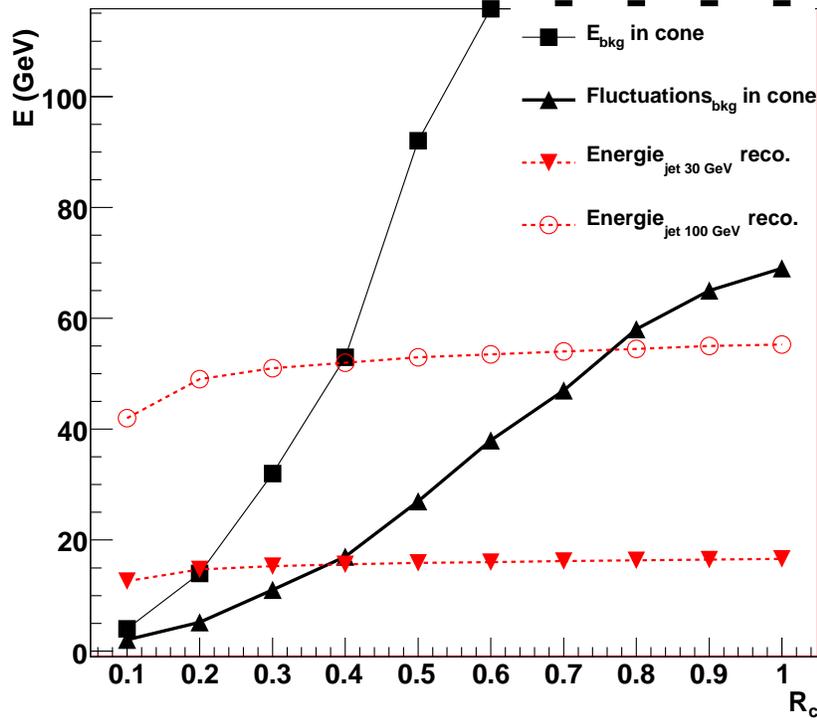


FIG. 4.10 – Différentes distributions de l'énergie reconstruite du bruit de fond, de celle reconstruite de jets de 30 GeV et 100 GeV, et des fluctuations du bruit de fond à $\sqrt{S_{NN}}=5,5$ TeV en fonction de l'ouverture de cône R_c .

Pour détecter un jet, il est nécessaire que l'énergie reconstruite de ce jet soit supérieure aux fluctuations en énergie du bruit de fond, sans quoi il n'est pas possible de différencier des fluctuations positives en énergie du bruit de fond : le jet serait alors noyé dans les fluctuations du bruit de fond (figure 4.11).

Un jet est défini, pour sa recherche expérimentale, comme une zone limitée de l'espace où un maximum en énergie est recherché. Il est donc nécessaire de comparer, pour une même ouverture de cône, les fluctuations en énergie du bruit de fond et l'énergie reconstruite d'un jet.

Pour étudier la possibilité que les jets soient reconstruits en étant bien différenciés des fluctuations du bruit de fond, il n'est pas judicieux de travailler avec des jets de 100 GeV, ces événements n'étant pas réalistes par rapport à la production attendue au LHC. Les parties 2.3 et 4.1.1 ont montré qu'ALICE permet d'étudier les γ -jets aux environs de 30 GeV, et la statistique à 100 GeV sera très faible. Afin de déterminer les paramètres

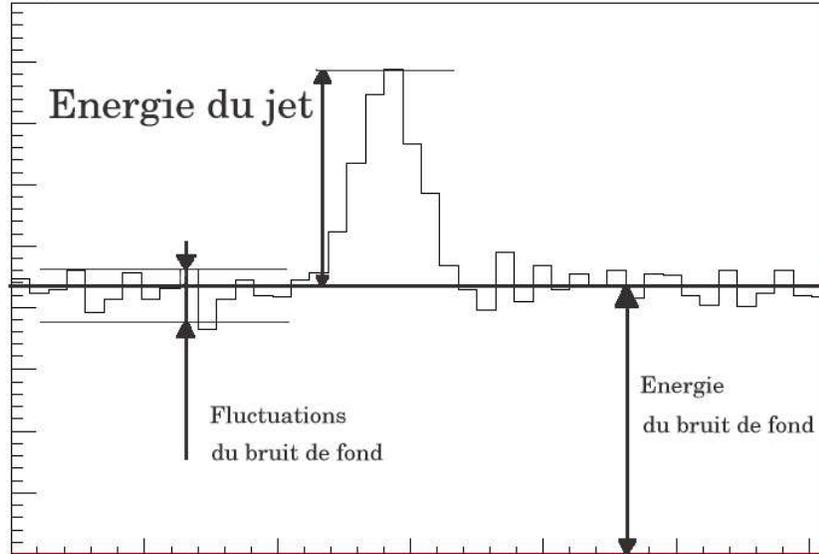


FIG. 4.11 – Illustration de la nécessité que l'énergie du jet reconstruite soit supérieure aux fluctuations en énergie du bruit de fond. Sans cette condition, le jet ne peut pas être détecté. Les échelles sont purement arbitraires et cette figure est seulement illustrative. En abscisse se trouve une échelle de position (η ou ϕ), en ordonnée une échelle de densité d'énergie.

à utiliser pour maximiser l'énergie reconstruite du jet par rapport aux fluctuations du bruit de fond, l'utilisation de jets d'énergie plus réaliste est requise pour cette étude. Pour optimiser la reconstruction des γ -jets tels qu'ils seront disponibles dans ALICE, l'étude sur les fluctuations en énergie du bruit de fond est réalisée avec des jets de 30 GeV ; ceux-ci sont plus difficiles à isoler du bruit de fond mais correspondent à ceux que nous aurons à disposition dans l'étude expérimentale. Voyons alors pour quelle ouverture de cône les jets sont observables au-dessus des fluctuations du bruit de fond.

Pour déterminer cette valeur de R_c , il est nécessaire de comparer, pour une même ouverture de cône, les fluctuations en énergie du bruit de fond et l'énergie reconstruite pour le jet. Il est intéressant d'y adjoindre l'évolution de l'énergie du bruit de fond dans le cône à titre d'information, c'est ce que montre la figure 4.10. L'énergie du jet dans le cône évolue de la même manière que ce que nous avons présenté dans la partie 4.3.1 : une augmentation rapide jusqu'à $R_c=0,3$ puis une évolution plus lente. Les fluctuations en énergie du bruit de fond dans le cône augmentent plus rapidement : inférieures à l'énergie du jet tout d'abord, elles lui deviennent supérieures pour $R_c=0,4$ et continuent d'augmenter rapidement. L'énergie reconstruite du bruit de fond dans le cône augmente elle aussi très rapidement et est plus grande que l'énergie du jet dès $R_c=0,2$. Pour une ouverture de cône inférieure à 0,4, les fluctuations du bruit de fond mesurées deviennent inférieures à l'énergie reconstruite d'un jet de 30 GeV, ce qui donne une limite supérieure d'ouverture de cône pour détecter des jets avec une énergie minimum de 30 GeV. Pour une bonne détection des jets, il est nécessaire de maximiser le rapport $E_{\text{jet}}/bdf_{\text{fluctuation}}$. Celui-ci est inversement proportionnel à R_c (figure 4.12) et le point d'inflexion de la distribution

se situe en $R_c=0,3$. Pour une ouverture de 0,25, un rapport supérieur à 2 est obtenu.

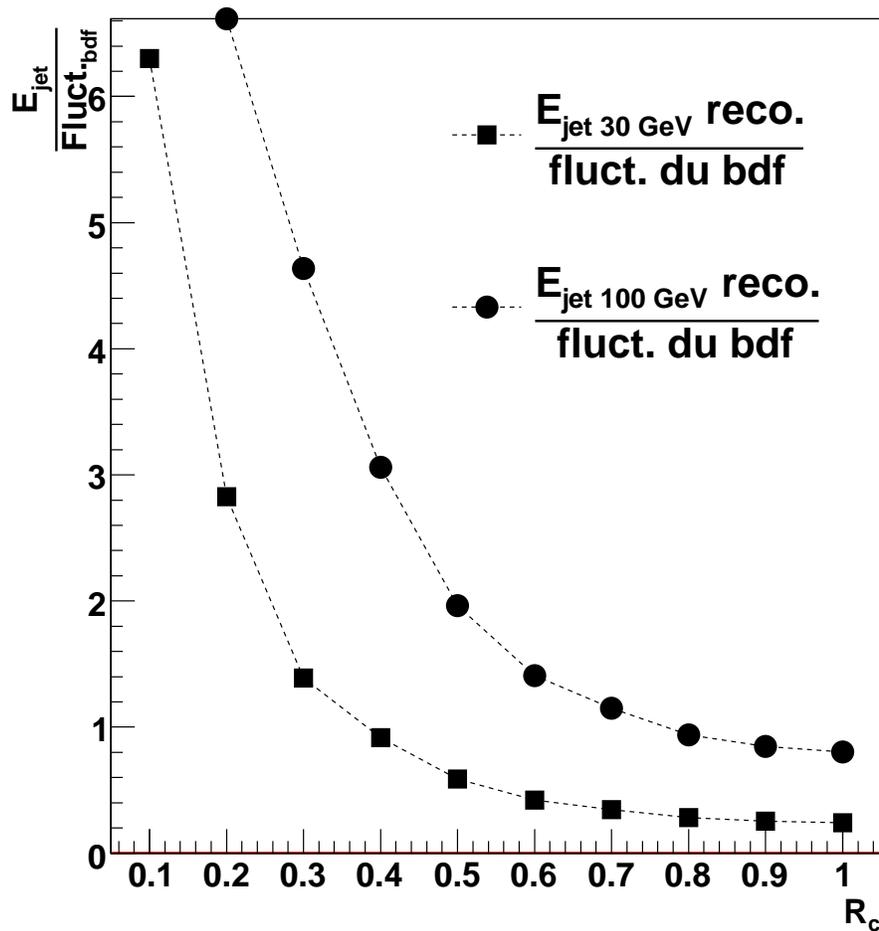


FIG. 4.12 – Rapport de l'énergie du jet sur les fluctuations du bruit de fond en fonction de l'ouverture de cône R_c .

Le choix de l'ouverture R_c pour la recherche du jet est donc un compromis entre une petite valeur, qui limite les fluctuations du bruit de fond dans ce cône, et une grande valeur, qui maximise l'énergie du cône. Cette valeur est fixée à 0,25 et elle permet d'avoir un bon compromis entre le rapport énergie du jet reconstruit sur fluctuations (de l'ordre de 2) et une fraction de l'énergie de jet reconstruite acceptable (de l'ordre de 50%).

Critère de choix du jet : énergie supérieure

Lors de la recherche d'un jet dans un environnement de type ions lourds, la recherche du jet est effectuée en cherchant un maximum pour l'énergie reconstruite à l'intérieur d'un cône d'ouverture donnée (0,25 ; comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent). L'algorithme boucle sur les différentes zones en η et ϕ et cherche le maximum en énergie. Il est possible de déterminer un minimum et un maximum en énergie pour le jet reconstruit. Le minimum est lié aux fluctuations du bruit de fond, l'objectif étant de se limiter à une

reconstruction des jets ayant une énergie supérieure aux fluctuations du bruit de fond pour éliminer un maximum de "jets fortuits", qui seraient en fait constitués de particules du bruit de fond dans une zone de fluctuations positives avec une énergie importante.

Les fluctuations positives sont des zones limitées en η et ϕ pour lesquelles l'énergie dans cette zone est supérieure à l'énergie moyenne du bruit de fond. Les fluctuations négatives se définissent de la même façon : ce sont des zones où l'énergie moyenne est inférieure à l'énergie moyenne du bruit de fond.

La détermination de la valeur minimum en énergie du jet est donc liée à la valeur des fluctuations du bruit de fond. L'étude de ces fluctuations est faite dans la partie 4.3.3 : pour une ouverture de cône R_c de 0,25, les fluctuations du bruit de fond sont de l'ordre de 15 GeV. En utilisant des jets de 30 GeV (valeur déterminée dans la partie 4.1.1), l'énergie des jets reconstruits est en moyenne de 15 GeV, ce qui correspond à la valeur des fluctuations du bruit de fond.

Cette limite en énergie à 30 GeV pour les γ -jets, pour limiter la pollution des autres sources de photons, correspond donc aussi à la limite minimum en énergie pour sélectionner des jets pour lesquels l'énergie reconstruite est supérieure aux fluctuations du bruit de fond. La limite minimum de l'énergie reconstruite des jets est donc fixée à 15 GeV.

Il est aussi possible de définir une limite maximum à l'énergie reconstruite des jets. En effet il est envisageable d'estimer a priori l'énergie du jet : c'est tout l'intérêt des jets de type γ -jet. L'énergie du γ nous donnant directement celle du jet émis en coïncidence, il est possible de rejeter les jets reconstruits avec une énergie supérieure à celle du photon γ . Cette coupure a été testée, mais elle n'apporte pas d'amélioration à la reconstruction des jets. Dans les lots de γ -jets testés, aucun faux jet n'a été rejeté via cette coupure. Cette dernière n'est donc pas conservée pour limiter les variables et biais dans l'algorithme de reconstruction des γ -jets.

4.3.3 Répartition du bruit en Pb-Pb

En étudiant les distributions du bruit de fond des collisions Pb-Pb en η et ϕ , il n'apparaît pas de structure particulière dans l'acceptance du détecteur (figures 4.13 et 4.14). Ces distributions ne prennent pas en compte l'impulsion des particules. Une autre présentation est possible : il s'agit d'étudier cette fois ces mêmes distributions mais pondérées par l'impulsion des particules.

La distribution des particules du bruit de fond, pondérée par la valeur en impulsion transverse associée (figure 4.16) présente un minimum à mi-rapacité ($\eta=0$ pour les systèmes symétriques) et des remontées pour les rapidités les plus élevées ($|\eta| < 0,8$), correspondant aux extrémités du domaine en acceptance du système central de trajectographie. Par contre, cet effet n'est pas observé pour le même type de distribution mais en fonction de l'angle azimutal (figure 4.15). Ces remontées vers les grandes rapidités indiquent une augmentation de la "densité d'énergie". Une telle concentration de densité d'énergie peut biaiser la détection des jets : en effet l'algorithme de jets cherche un maximum en énergie, et risque donc de trouver préférentiellement les jets dans ces zones où l'énergie est supérieure du fait des distributions en impulsions des particules du bruit de fond. Ces effets peuvent être contrôlés en surveillant les distributions en η des axes des jets reconstruits.

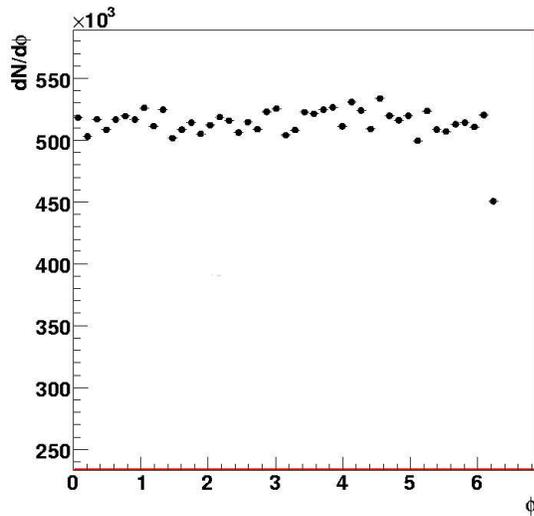


FIG. 4.13 – Distribution en ϕ des particules du bruit de fond. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.

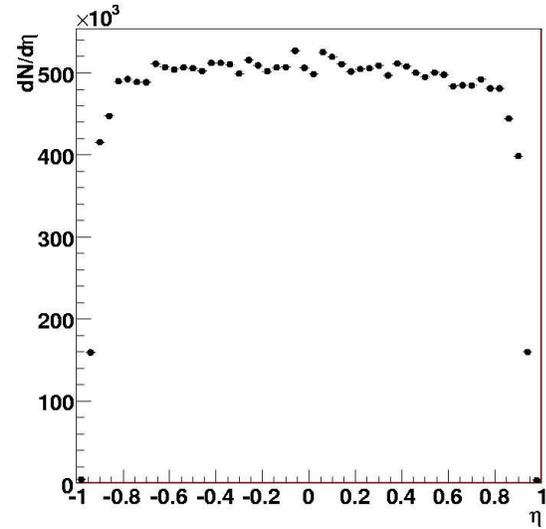


FIG. 4.14 – Distribution en η des particules du bruit de fond. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.

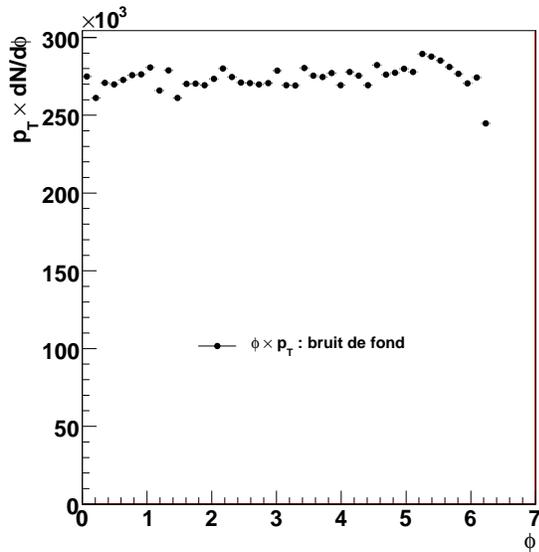


FIG. 4.15 – Distribution en ϕ des particules du bruit de fond pondérée par l'impulsion transverse des particules. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.

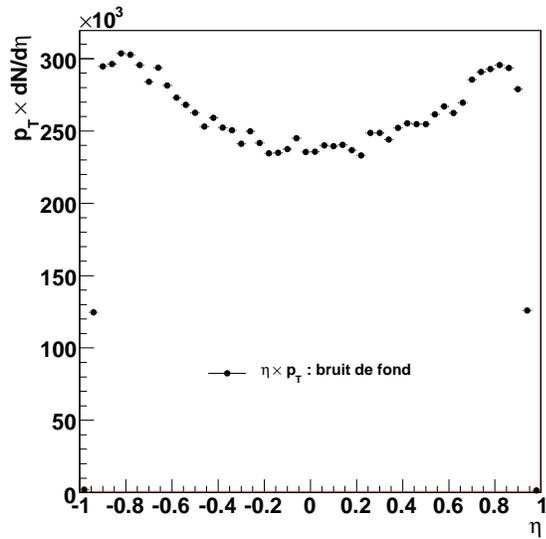


FIG. 4.16 – Distribution en η des particules du bruit de fond pondérée par l'impulsion transverse des particules. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.

4.3.4 Biais du bruit de fond

Ainsi le bruit de fond apporte différents biais sur la reconstruction du jet à l'opposé du photon γ :

- Le premier biais concerne la reconstruction de l'énergie du jet et donc sa détection en utilisant la recherche d'un maximum en énergie. Cependant l'utilisation des événements de type γ -jet permet d'obtenir l'énergie du jet sans passer par la somme des énergies des particules constituant le jet. Ce biais n'a donc d'influence que sur la détection du jet et la détermination de son axe.
- Le second concerne la détection du jet : la distribution de l'énergie du bruit de fond étant piquée pour les rapidités de valeur élevées, un biais peut amener à détecter des jets fortuits dans ces gammes de rapidités. Aucun biais n'existe en ϕ .
- Les fluctuations du bruit de fond peuvent amener la détection de jets fortuits, qui ne sont pas issus de la fragmentation d'un parton.
- Le bruit de fond dégrade les mesures de la fonction de fragmentation et les différentes caractéristiques du jet mesurées pour les particules de faible impulsion transverse (en dessous de 2-3 GeV). La qualité des mesures pour les basses impulsions sera donc à relativiser et à apprécier en conséquence.

L'efficacité de reconstruction des γ -jets est réduite par les coupures utilisées pour limiter le bruit de fond : en collisions p-p la part de jet reconstruits est de 55%, alors que dans le cas des collisions Pb-Pb, cette part est de 41% .

4.3.5 Reconstruction des jets

La détection des jets est facile dans le cas des collisions p-p, le très faible bruit de fond permet de bien reconnaître le jet en cherchant une zone limitée où l'énergie dépasse la moyenne de densité d'énergie dans l'espace de phase (figure 4.17). Cette détection ne nécessite pas de réglage particulier. Mais le cas des collisions Pb-Pb est plus délicat. Le bruit de fond y est beaucoup plus important et les coupures et réglages des paramètres que nous avons proposés précédemment sont nécessaires pour identifier le jet et déterminer sa direction (figure 4.18). Ainsi l'algorithme de jet mis au point est capable de trouver l'axe d'un jet d'énergie aux environs de 30 GeV, aussi bien en collisions p-p qu'avec le bruit de fond important des collisions d'ions lourds.

4.4 Fonction de fragmentation

Lorsque l'axe du jet est déterminé, l'obtention des caractéristiques du jet est possible, notamment la fonction de fragmentation et la distribution *HBP*. La fonction de fragmentation est la distribution de la fraction d'énergie emportée par les particules constituantes du jet, c'est-à-dire la distribution de la variable $x = p_{T(part)}/p_{T(jet)} = p_{T(part)}/p_{T(\gamma)}$. La distribution *HBP* est une autre présentation de celle-ci permettant de se focaliser sur les petites valeurs de x ; il s'agit de la distribution de la variable $\xi = \ln 1/x$. Dans notre cas, l'objectif est l'obtention de la fonction de fragmentation ou de la distribution *HBP*. Cette étape vient après avoir détecté le jet et déterminé l'axe de celui-ci. Les informations

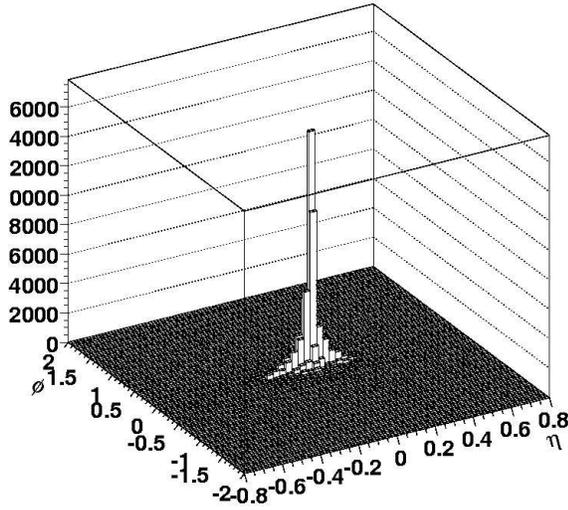


FIG. 4.17 – Représentation du jet reconstruit dans les collisions p-p. Cellules en η, ϕ pondérées par l'énergie de chaque cellule; l'axe du jet passe par la cellule de coordonnée (0,0). 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

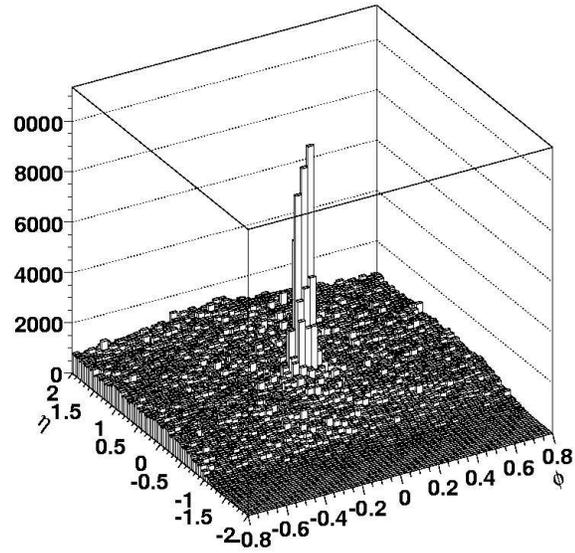


FIG. 4.18 – Représentation du jet reconstruit dans les collisions Pb-Pb. Cellules en η, ϕ pondérées par l'énergie de chaque cellule; l'axe du jet passe par la cellule de coordonnée (0,0). 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions Pb-Pb à 5,5 TeV, 2050 événements reconstruits.

nécessaires pour déterminer ces distributions sont l'énergie du jet via le photon en corrélation azimutale et l'axe du jet déterminé par l'algorithme de détection du jet présenté précédemment.

Pour déterminer la distribution *HBP* de ce jet, un nouveau cône autour de l'axe du jet détecté est ouvert; ce dernier peut avoir une ouverture différente selon le besoin. Les particules dans ce cône sont considérées comme étant les particules du jet, avec éventuellement des particules du bruit de fond dans le cas de collisions d'ions lourds. La soustraction de la contribution du bruit de fond peut être faite en l'estimant dans le cône par l'étude des particules en dehors du cône et la détermination du bruit de fond hors du cône, qui est supposée équivalente à celle dans le cône.

4.4.1 Étude préliminaire en p-p

Comme dans le cas de l'algorithme de recherche de jet, le cas p-p sert de référence pour l'obtention de la distribution *HBP* des jets. La reconstruction des caractéristiques du jet est donc d'abord testée en p-p, ce qui permet de déterminer une partie des paramètres en s'affranchissant du bruit de fond, toujours avec des jets mono-énergétiques de 100 GeV.

Spectre en impulsion transverse des particules du jet

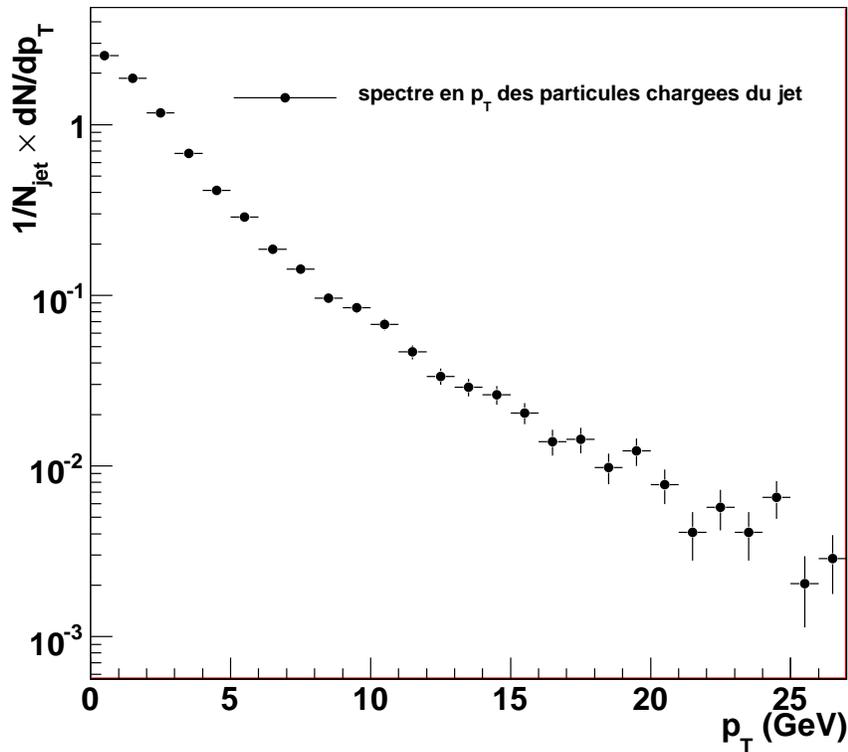


FIG. 4.19 – Spectre en impulsion transverse des particules du jet. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

La première observable "naturelle" du jet est le spectre en impulsion transverse des particules du jet, ce qui correspond dans le cas p-p au spectre des particules à l'intérieur du jet. Le spectre présenté ici est obtenu pour des γ -jets mono-énergétiques. Il représente la distribution en impulsion transverse des particules chargées reconstruites à l'intérieur du cône d'ouverture $R_c=0.7$ centré autour de l'axe du jet reconstruit grâce aux techniques présentées précédemment. Ce spectre en impulsion est présenté sur la figure 4.19. Si les photons étaient tous générés et reconstruits à des énergies strictement identiques, ce spectre et la fonction de fragmentation présenteraient exactement le même profil.

Fonction de fragmentation du jet

C'est à partir de l'énergie du photon γ et des impulsions des particules du jet qu'il est possible de déterminer la fonction de fragmentation du jet (voir 1.1.4). L'impulsion de la particule est divisée par l'impulsion du photon γ (ceci permettra de prendre en compte les différences d'énergie des jets reconstruits) et la distribution de ce rapport appelé x est la fonction de fragmentation (figure 4.20).

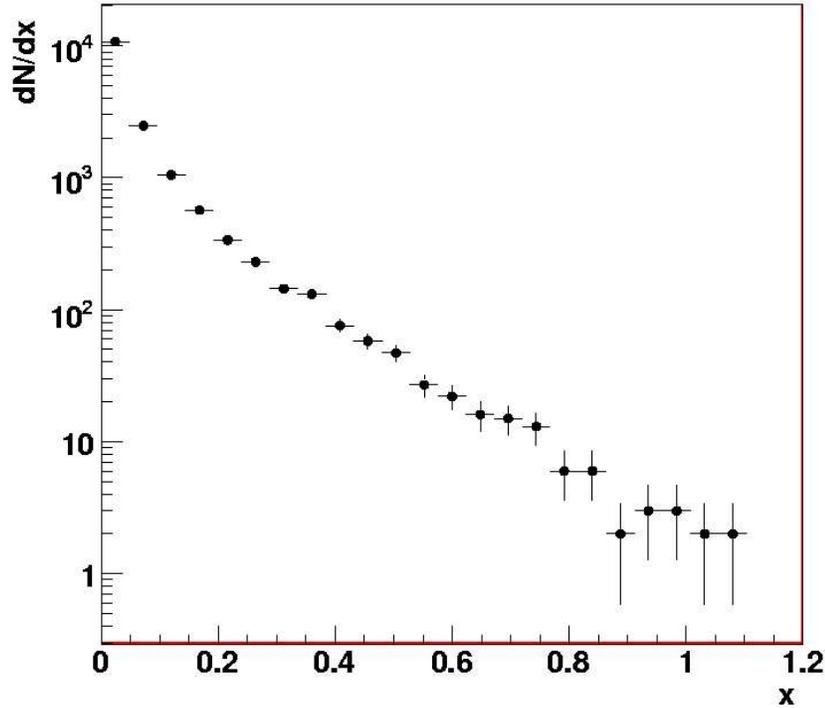


FIG. 4.20 – Fonction de fragmentation mesurée pour un jet dans le cas des collisions p-p.

Les effets d'atténuation des jets ont une influence sur les particules du jet avec des petites valeurs de x ; pour permettre cette observation, la distribution *HBP* est utilisée comme nous l'avons défini en 1.1.4.

L'obtention de la distribution *HBP* dans le cas des collisions p-p ne pose pas de problème particulier (figure 4.21), l'absence d'un bruit de fond comparable à celui des collisions d'ions lourds nous permet d'obtenir cette distribution sans coupure particulière. Ici le cône a une ouverture de 0,7.

Cette valeur est déterminée à partir des distributions de type *HBP* pour différentes ouvertures de cône (figure 4.22) : pour des rayons de 0,7 et plus, la distribution évolue peu, tout en maximisant le nombre de particules dans le cône. Dans un premier temps, cette valeur de 0,7 est utilisée, mais celle-ci sera à réévaluer dans le cas des collisions Pb-Pb du fait du bruit de fond.

4.4.2 Effet du milieu sur la distribution *HBP*

L'objectif de notre étude est de montrer qu'il est possible d'observer une modification de la distribution *HBP* du fait de l'atténuation des jets dans le milieu. Pour ce faire, il est intéressant de pouvoir mesurer les effets de l'atténuation des jets (*jet quenching*) en s'affranchissant du problème du bruit de fond. Ceci peut être fait car nous utilisons des simulations. Pour prendre en compte cet effet de *quenching*, des jets sont simulés avec

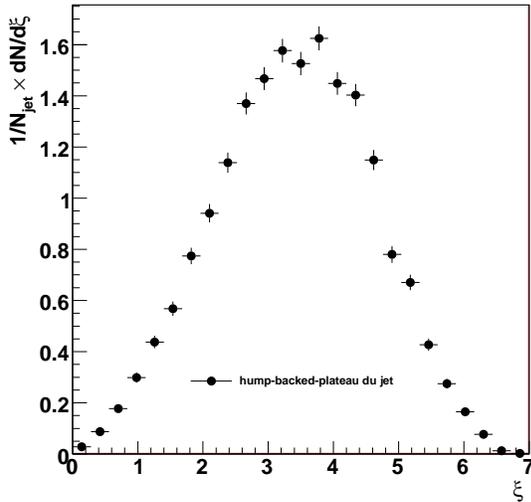


FIG. 4.21 – Distribution *HBP* du jet dans le cas des collisions p-p, ici normalisée au nombre de jets reconstruits. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

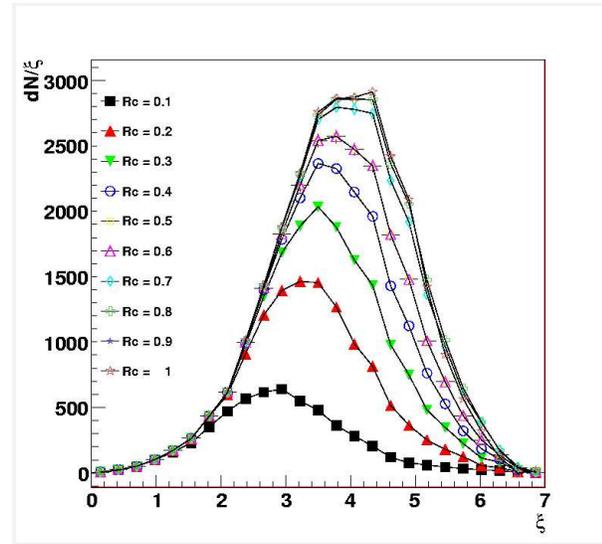


FIG. 4.22 – Distribution *HBP* du jet dans le cas des collisions p-p pour différentes ouvertures de cônes. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

PYTHIA, puis un post-traitement (*afterburner*) permet d'ajouter l'effet du *quenching* conformément à la présence d'un milieu. L'effet sur le parton initial et par conséquent sur les particules du jet après hadronisation du parton est fonction du modèle utilisé. Dans ALIROOT, deux modèles sont utilisables et deux sous-programmes sont implémentés pour simuler les effets de *quenching* : PYQUEN [129] basé sur le modèle présenté dans la partie 1.1.3 et une pondération en impulsion transverse à l'état final basée sur le modèle de Wiedemann-Salgado [130] (voir la partie 1.1.3 pour plus de détails sur ces modèles de perte d'énergie).

Ces deux post-traitements sont prévus pour être utilisés avec PYTHIA, qui sert à la simulation des collisions p-p. Pour tester des collisions d'ions lourds, il est possible de "mélanger" les résultats des deux simulations : PYTHIA est utilisé pour simuler le signal (dans notre cas des γ -jets avec ou sans post-traitement pour prendre en compte ou non l'atténuation de jet) et il est possible de le mélanger avec un événement dit "sous-jacent" simulé par HIJING. HIJING est dédié aux simulations des collisions d'ions lourds. L'intérêt est un gain de temps dans les simulations, un même événement sous-jacent pouvant être utilisé plusieurs fois avec des signaux différents (voir l'Annexe A.7 pour plus de détails). De plus ce système offre la possibilité de comparer des simulations équivalentes en terme de signaux à reconstruire, avec ou sans le bruit de fond, permettant de tester la capacité à extraire le signal du bruit de fond.

La modification de la fonction de fragmentation et de la distribution *HBP* sous l'effet du *quenching* résulte, d'une part, de la diminution du nombre de particules de haute impulsion transverse (grand x et petit ξ), et, d'autre part, de l'augmentation du nombre de particules de petite impulsion transverse (petit x et grand ξ). Cet effet est en accord avec

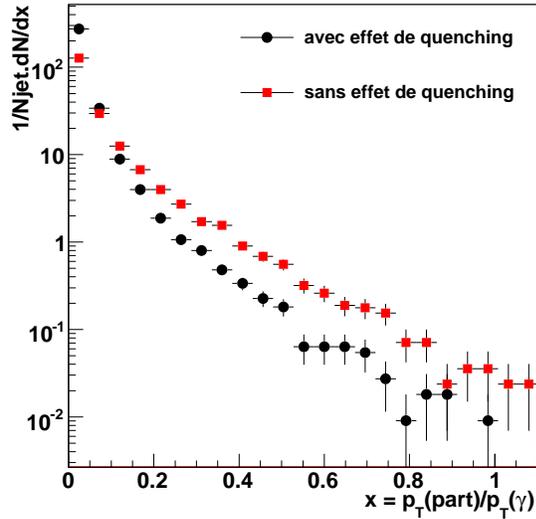


FIG. 4.23 – Fonction de fragmentation mesurée pour un jet dans le cas des collisions p-p avec et sans prise en compte de l'effet de *quenching*, ici normalisée au nombre de jets reconstruits. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

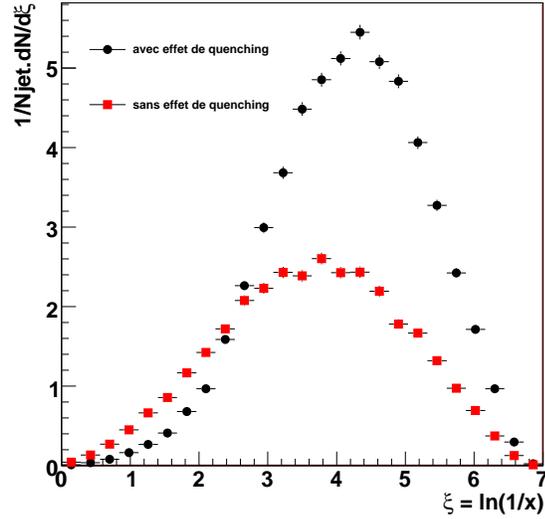


FIG. 4.24 – Distributions de type distribution *HBP* dans le cas des collisions p-p avec et sans prise en compte de l'effet de *quenching*, ici normalisée au nombre de jets reconstruits. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits.

les conclusions dressées dans la partie 1.1.4. Les particules de haute impulsion transverse sont atténuées du fait des interactions fortes avec le milieu de parton déconfiné. Il y a alors plus de particules de basse impulsion transverse qui proviennent des particules freinées et des rayonnements de gluons (figures 4.23 et 4.24). Ces distributions ont été obtenues en utilisant PYQUEN dans sa paramétrisation standard.

En comparant la fonction de fragmentation (figure 4.23) et la distribution *HBP* (figure 4.24), il est possible de voir que la présentation sous forme de fonction *HBP* est mieux adaptée pour mettre en évidence une modification due à la présence d'un milieu chaud et dense de matière nucléaire déconfinée. Le recours à une distribution *HBP* permet en quelque sorte de "zoomer" sur les zones de petit x de la fonction de fragmentation et de mettre en évidence la zone où le régime passe d'une sous-production de particules (haute impulsion transverse) à un régime de surproduction de particules (petite impulsion transverse). Ce changement se situe aux alentours de $\xi = 2,5$, ce qui correspond à une valeur de x d'environ 0,08.

Pour apprécier cette modification de la fragmentation des jets du fait de la présence d'un milieu de matière nucléaire déconfinée, il est intéressant de présenter le rapport des deux hump-backed plateaux : les collisions p-p avec ou sans effet de *quenching* sont comparés. La figure 4.25 montre ce rapport que nous appellerons par la suite \mathcal{R}_{HBP} .

Le rapport \mathcal{R}_{HBP} évolue entre des valeurs de 0,2 pour des petits ξ et 2,5 pour des grandes valeurs de ξ . Le passage par l'unité se fait aux alentours de $\xi = 2,5$. Ce rapport

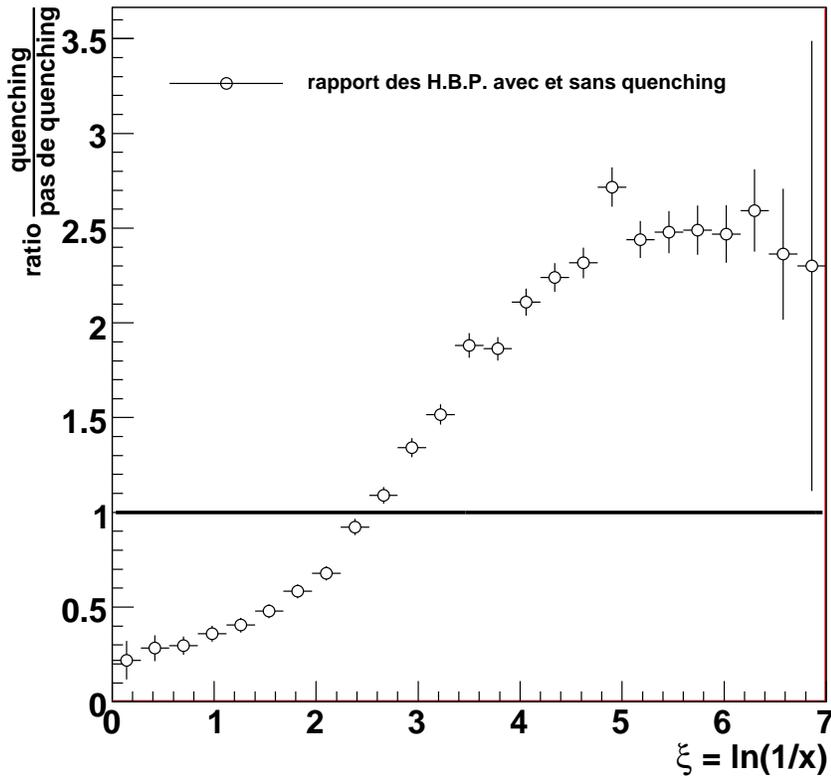


FIG. 4.25 – Rapport des hump-backed plateaus avec et sans prise en compte d’un effet de *quenching*. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions p-p à 14 TeV, 2750 événements reconstruits, un échantillon avec effet d’atténuation, un autre sans cet effet. Pas de prise en compte du bruit de fond des collisions d’ions lourds.

présente un grand écart avec l’unité (rapport supérieur à 2). Il définit clairement deux gammes de ξ avec des effets bien différents : surproduction de particules à grands ξ , sous-production à petits ξ . \mathcal{R}_{HBP} est donc adapté à la mise en évidence de l’atténuation des jets dans les collisions d’ions lourds.

Les résultats de cette première approche avec des jets très énergétiques (100 GeV) et sans bruit de fond doivent tout de même être relativisée : cette observable doit être maintenant testée en prenant en compte le bruit de fond provenant des collisions d’ions lourds dans le cas de la mesure de la distribution *HBP* avec l’effet de *quenching*. La question est, dans un premier temps, de savoir comment la présence de ce bruit de fond va affecter la mesure de ce \mathcal{R}_{HBP} . Le rapport sans le bruit de fond reste notre étalon et il est alors possible d’apprécier l’effet du bruit de fond. Grâce à l’étude de cette pollution du signal par le bruit de fond, il est possible de déterminer la gamme de ξ pour laquelle cette observation est possible. La partie 4.3.4 a montré que le bruit de fond dégrade les mesures des différentes caractéristiques du jet reconstruit pour les particules de faible impulsion transverse (en dessous de 2-3 GeV). Par la suite l’impact du bruit de fond sur

la distribution *HBP* pour les mesures à petite impulsion transverse va être estimé.

4.4.3 Caractéristiques de la distribution *HBP* dans le cas Pb-Pb

Comme nous l'avons vu dans la partie 4.3.4, le bruit de fond à basse impulsion transverse est très important dans les collisions d'ions lourds. Ce bruit de fond influence la détection des jets (section 4.3), mais il influence aussi la mesure de la fonction de fragmentation et de la distribution *HBP*. Les algorithmes utilisés dans la reconstruction et la détermination des caractéristiques de jets considèrent que les particules du jet sont celles qui sont comprises dans un cône d'ouverture donnée. Cette définition est correcte s'il n'y a pas de bruit de fond, mais la présence de celui-ci implique qu'une partie des particules dans le cône ne sont pas issues de la fragmentation du parton initial qui a donné le jet. Des particules du bruit de fond de la collision d'ions lourds sont aussi comprises dans le cône mais ne sont pas corrélées à celles du jet. Dans la suite, le signal est un γ -jet de 100 GeV dont le photon est envoyé dans l'acceptance du calorimètre EMCal et le jet dans l'acceptance du système de trajectographie central. Le bruit de fond est une collision Pb-Pb à 5,5 TeV avec un paramètre d'impact compris entre 0 et 5 fm (dans les conditions du LHC).

Pour voir l'influence du bruit de fond sur la fonction de fragmentation, trois fonctions de fragmentation simulées différemment sont comparées (figure 4.26) :

- une fonction de fragmentation avec le signal seul, pas de bruit de fond.
- une fonction de fragmentation avec le signal mélangé avec un bruit de fond.
- une "fausse" fonction de fragmentation du bruit de fond : celle-ci est définie comme la distribution du rapport de l'impulsion de la particule divisée par l'impulsion du photon pour des particules du bruit de fond (dans un cône de même ouverture que le jet mais pris dans une autre direction). Cette distribution permet d'estimer la contribution des particules du bruit de fond à l'intérieur du cône de jet.

Pour reconstruire ces distributions, une ouverture de cône de 0,7 est choisie pour la détermination des paramètres du jet. Cette valeur sera ajustée par la suite.

Sur ces distributions (figure 4.26), pour $x > 0,1$, très peu de différences entre les fonctions de fragmentation avec ou sans bruit de fond est visible. Pour $x < 0,1$, la fonction de fragmentation avec le bruit de fond est presque 50 fois supérieure à la valeur sans le bruit de fond. Comme nous l'avons vu précédemment, pour ces petites valeurs de x , le bruit de fond domine totalement, ce qui est corroboré par le fait qu'à ces valeurs, il y a correspondance avec la "fausse" fonction de fragmentation mesurée pour le bruit de fond seul.

Intéressons nous maintenant au HBP, qui met en valeur la gamme d'impulsions transverses à étudier. À nouveau, trois hump-backed plateaux avec des définitions homogènes à celles proposées pour les fonctions de fragmentation précédentes sont étudiés (figure 4.27), c'est-à-dire :

- Un "faux" hump-backed plateau du bruit de fond : c'est la distribution *HBP* reconstruit en utilisant le rapport des impulsions transverses des particules du bruit de fond et l'énergie du photon γ . C'est en quelque sorte la composante du bruit de fond dans un hump-backed plateau pollué par le bruit de fond.
- Le hump-backed plateau du jet avec atténuation sans le bruit de fond.

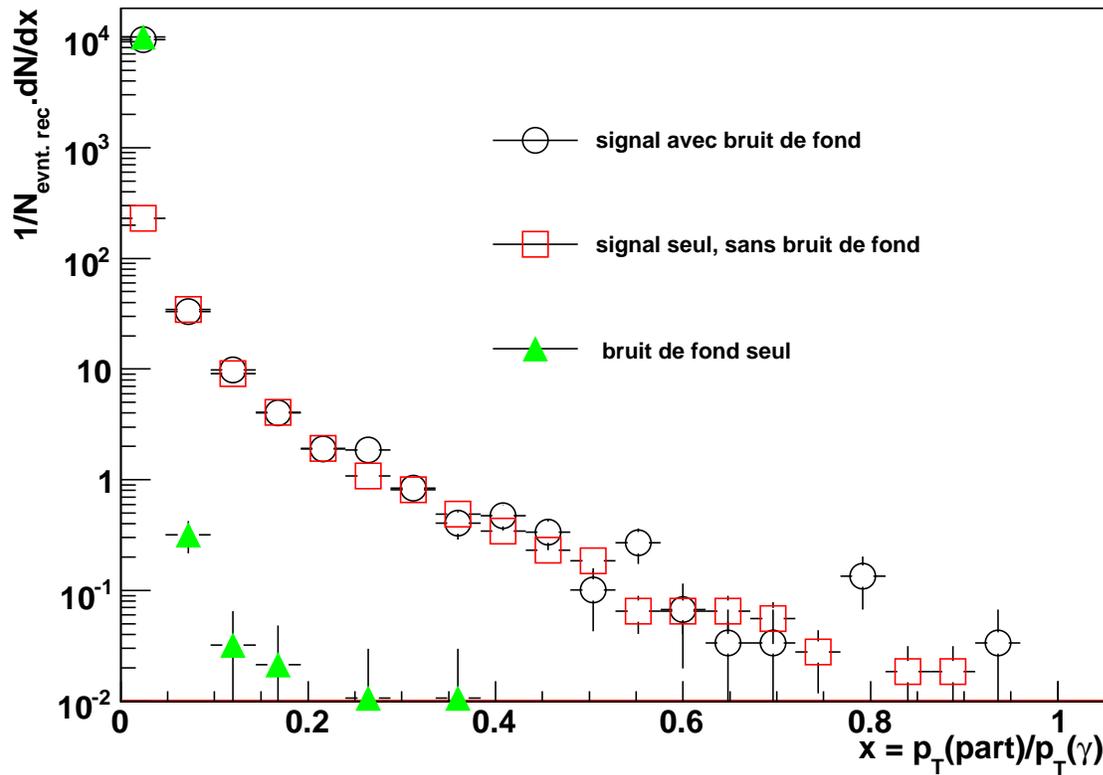


FIG. 4.26 – Fonction de fragmentation : avec le signal seul ; avec le signal et le bruit de fond ; "fausse fonction de fragmentation" : bruit seul. 5000 γ -jets simulés à 100 GeV, collisions à 5,5 TeV.

– Le hump-backed plateau du jet avec atténuation avec le bruit de fond.

Pour des valeurs de $\xi < 3,8$, la distribution *HBP* du signal reconstruit dans un environnement de type ions lourds et celui reconstruit dans un environnement p-p sont tout à fait comparables, l'écart est inférieur à 10% pour $0,5 < \xi < 3,8$. Pour des valeurs $\xi > 3,8$, le bruit de fond domine complètement le signal (près de deux ordres de grandeurs) et empêche l'obtention du signal. Il faut noter, en se rapportant à la figure 4.24, que l'effet du bruit de fond va dans le même sens que l'effet du *quenching* : un surplus de particules à basses impulsions transverses (ou à grand ξ sur la distribution *HBP*, petit x sur la fonction de fragmentation). Il est donc nécessaire de chercher à extraire le signal pour les valeurs de ξ les plus grandes possible et de s'assurer une observation correcte de modification de la fragmentation des jets, qui soit bien due à l'atténuation des jets et non au bruit de fond.

Le bruit de fond est estimé en utilisant les particules qui sont détectées à l'extérieur du cône de jet. Ce bruit de fond à l'extérieur du cône est utilisé pour estimer le bruit de fond à l'intérieur du cône. Les deux bruits de fond (dedans et dehors) sont considérés comme comparables. Pour s'en assurer, certaines conditions sur la zone utilisée sont posées pour déterminer le bruit de fond à l'extérieur du cône de jet, et ce conformément aux résultats

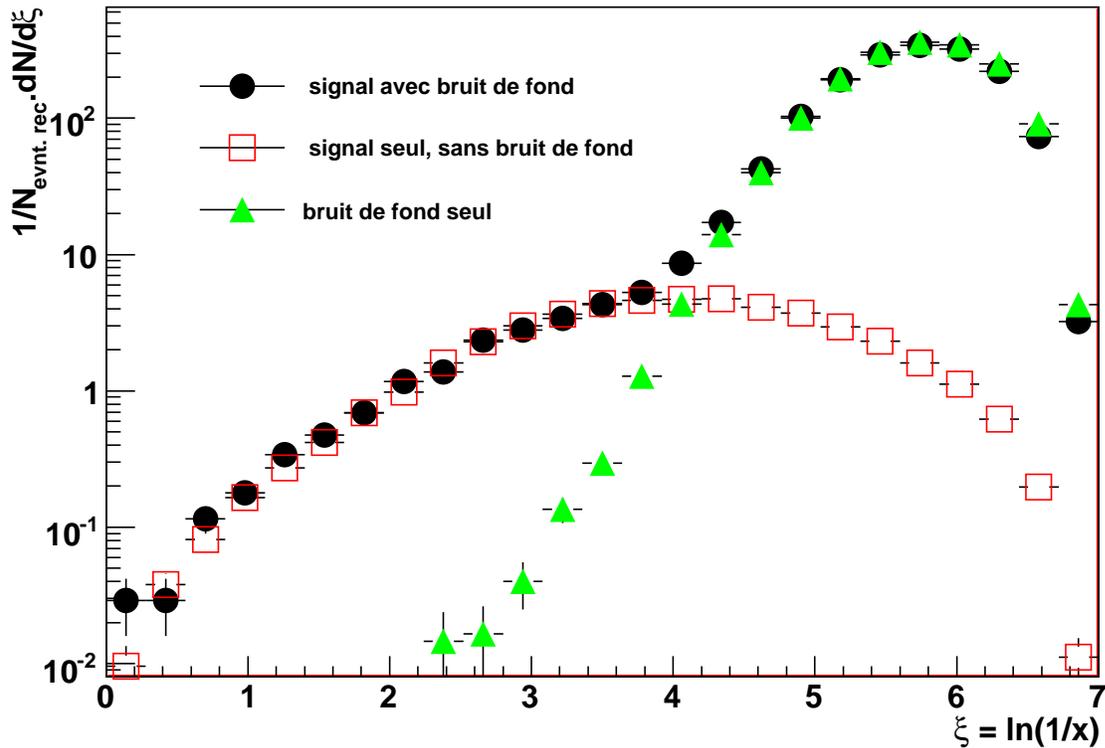


FIG. 4.27 – Hump-backed plateau : avec le signal seul ; avec le signal et le bruit de fond ; "faux hump-backed plateau" du bruit seul.

présentés en 4.3.3 :

- Le bruit de fond est pris dans la même gamme de rapidité que le jet.
- Le bruit de fond est pris à une distance minimum du jet (le double de l'ouverture du cône pour le moment, ce paramètre pourrait être ajusté).
- Le bruit de fond est pris sur une large zone pour limiter l'effet de ses fluctuations (toute l'ouverture en ϕ et la même ouverture que le cône de jet en η).
- La figure 4.28 illustre la zone utilisée pour l'estimation du bruit de fond.

Ce bruit de fond estimé est ensuite soustrait à notre mesure en le normalisant à la différence d'ouverture entre le cône du jet et la surface utilisée pour estimer le bruit de fond à l'extérieur du cône de jet.

4.4.4 Soustraction du bruit de fond

Le hump-backed plateau final est donc la distribution *HBP* de la mesure du jet avec le bruit de fond que l'on "nettoie" en soustrayant un "faux hump-backed plateau" issu du bruit de fond en dehors du cône de jet. Cette soustraction permet d'augmenter la gamme en ξ utilisable pour l'étude des effets d'atténuation de jets jusqu'à des valeurs de ξ proches de 4 (figure 4.29). Pour estimer l'erreur en tenant compte de cette soustraction, le rapport

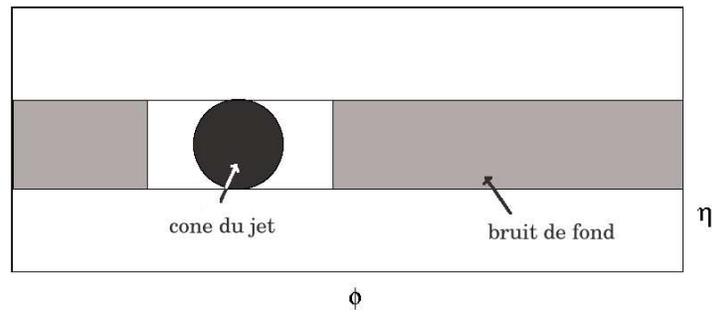


FIG. 4.28 – Zone utilisée pour l'estimation du bruit de fond (en gris).

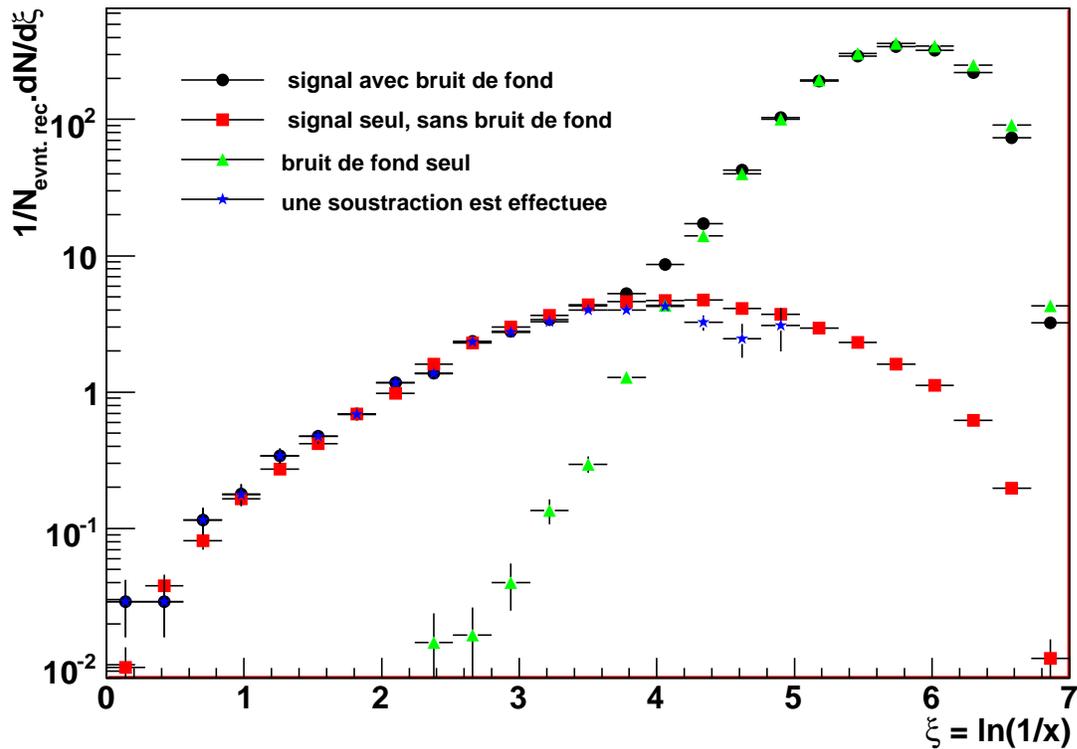


FIG. 4.29 – HBP : avec le signal seul ; avec le signal et le bruit de fond ; "faux hump-backed plateau" du bruit seul ; hump-backed plateau issu de la mesure à laquelle est soustraite une estimation du bruit de fond.

de la distribution *HBP* avec la soustraction divisé par le HBP sans bruit de fond peut être utilisé. Il en résulte une erreur inférieure à 10% pour $0,5 < \xi < 4,2$ et une erreur de 30% pour $4,5 < \xi < 5$; au-delà, l'erreur augmente très rapidement et est trop élevée pour

utiliser cette observable (figure 4.30) ; dans cette gamme de ξ , qui correspond aux petits p_T , la soustraction du bruit de fond n'est pas efficace, le bruit de fond étant supérieur au signal de presque deux ordres de grandeurs. L'estimation de ce bruit de fond n'est pas assez bonne pour que la soustraction soit efficace et permette d'isoler le signal du bruit.

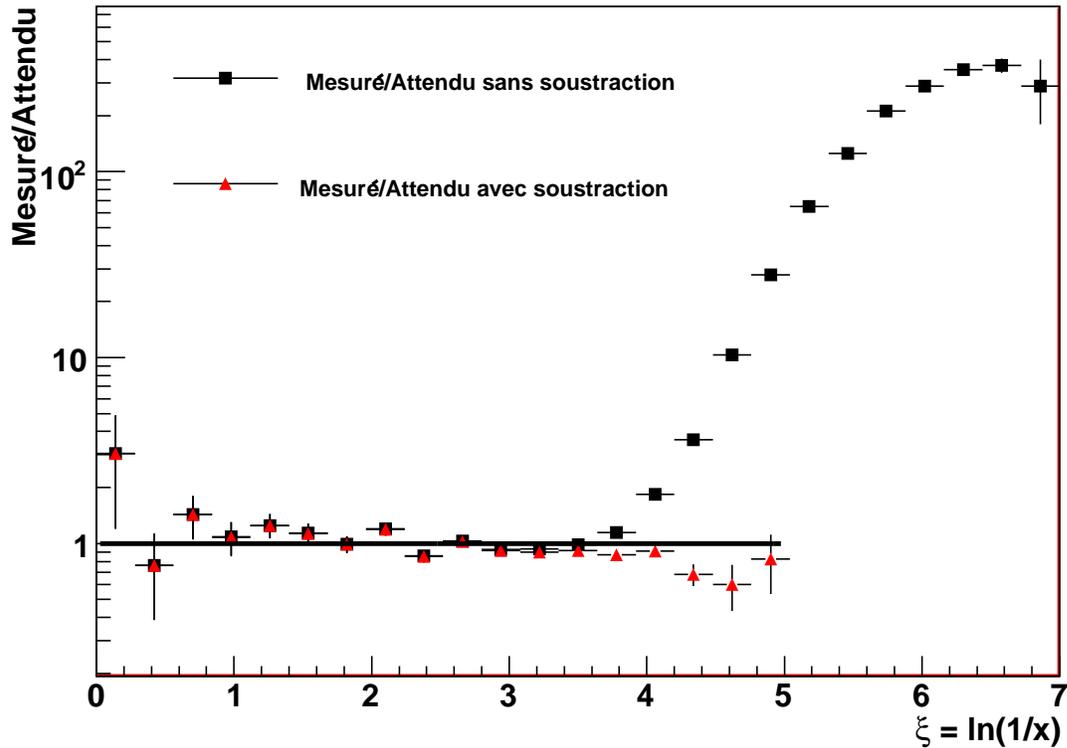


FIG. 4.30 – Rapport \mathcal{R}_{HBP} : entre celui issu de la mesure à laquelle est soustraite une estimation du bruit de fond et la distribution HBP du signal seul. L'ouverture de cône est de 0,7 à la reconstruction des caractéristiques du jet. La mesure "attendue" correspond au signal sans l'influence du bruit de fond.

Efficacité de la soustraction en fonction de R_c

L'efficacité de la soustraction est liée à la qualité des estimations des deux HBP, celui du jet autant que celui du bruit de fond estimé. R_c , l'ouverture du cône, est donc le paramètre de premier plan qui guide la qualité de cette soustraction. \mathcal{R}_{HBP} avec la soustraction divisé par celui sans bruit de fond peut être utilisé cette fois avec différentes ouvertures de cône pour l'obtention des caractéristiques du jet (nous rappelons ici que cette ouverture de cône n'est pas forcément la même que celle du cône utilisé pour la recherche de ce jet). La figure 4.31 présente ces distributions. Un \mathcal{R}_{HBP} de 1 signifie que le signal extrait après soustraction du bruit de fond est équivalent au signal sans le bruit. Quelle que soit l'ouverture du cône, pour des valeurs de $\xi > 4,5$, il n'est pas possible

d'extraire le signal du bruit de fond des collisions d'ions lourds. Dans ce cas, cette valeur de $\xi = 4,5$ correspond à une impulsion transverse de 1 GeV environ.

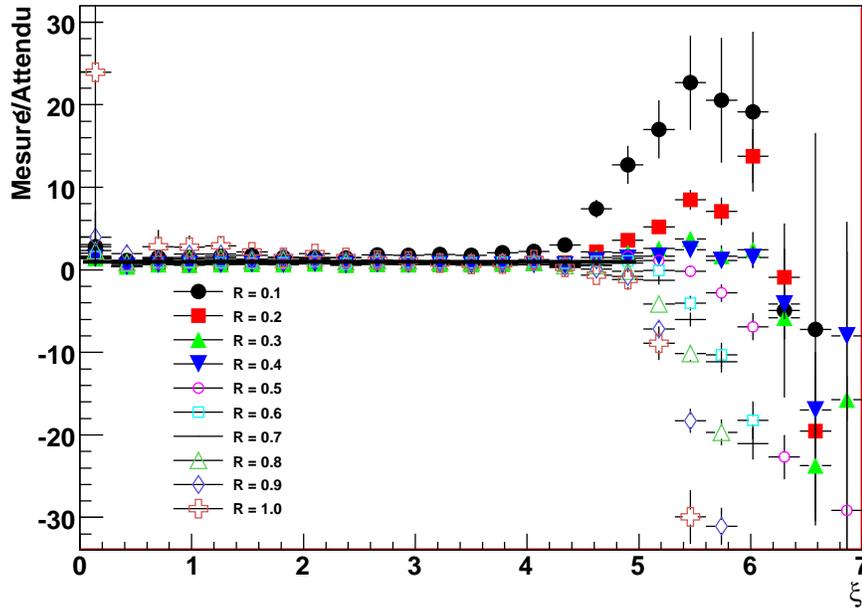


FIG. 4.31 – Rapport \mathcal{R}_{HBP} pour différentes ouvertures de cône : cette figure est équivalente à la figure 4.30 avec différentes ouvertures de cônes.

En se limitant à la gamme $0,5 < \xi < 4,5$ et en utilisant \mathcal{R}_{HBP} avec la soustraction divisé par celui sans bruit de fond, la détermination de l'ouverture de cône R_c optimale pour la détermination de la distribution *HBP* est possible. Cette valeur est celle pour laquelle le rapport est le plus proche de l'unité sur l'ensemble de cette gamme en ξ . Pour une ouverture de cône de 0,6, le ratio est le plus proche de l'unité avec un écart maximum de 20% sur la gamme $0,5 < \xi < 4,5$. L'écart est en moyenne de 10% sur cette même gamme de ξ , en allant dans le sens d'une surestimation du bruit de fond pour ces valeurs de ξ (figure 4.31).

4.4.5 Récapitulatif : paramètres pour la détection des γ -jets

Suite au travail précédemment présenté, un certain nombre de paramètres et de coupures sont proposés pour reconstruire les γ -jets. Ceux-ci sont rassemblés dans le tableau 4.3.

4.4.6 Modification de la distribution *HBP*

Afin de mettre en évidence la modification de la distribution *HBP* due au phénomène d'atténuation des jets dans les collisions d'ions lourds, \mathcal{R}_{HBP} est étudié. Il s'agit du

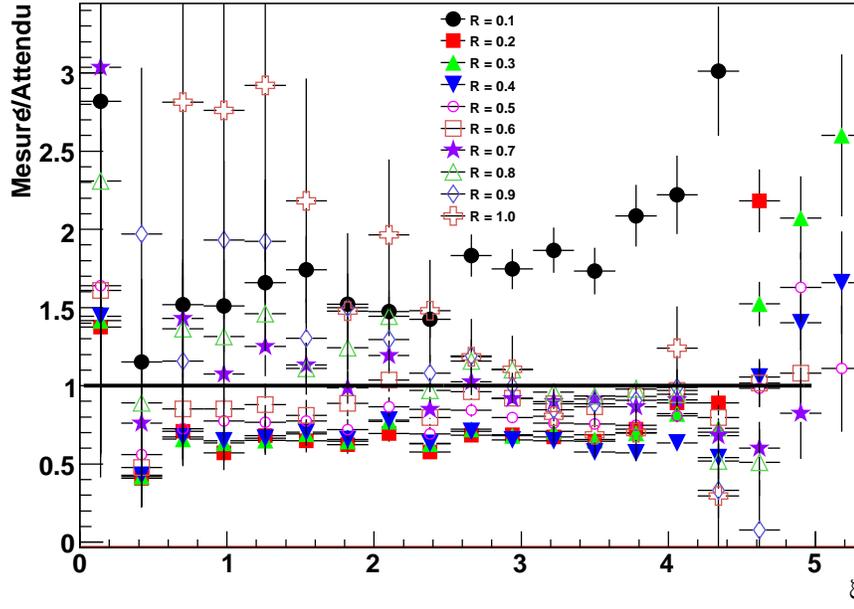


FIG. 4.32 – Rapport \mathcal{R}_{HBP} pour différentes ouvertures de cône : cette figure est équivalente à la figure 4.31 en s'intéressant plus particulièrement à la gamme de $0 < \xi < 5$.

paramètre	valeur	déterminé en
Energie minimum du photon γ	30 GeV, $0.1E_\gamma < E_{jet} < \infty$	4.1.1
PID du gamma	0,1	4.1.2
Isolement du photon γ	voir texte	4.1.3
Différence azimutale photon-jet	$\pi \pm 0,5rad$	4.3.1 et 4.3.2
Ouverture du cône de recherche de jet	$R_c = 0,25$	4.3.1 et 4.3.2
Energie du jet	$0,1E_\gamma > E_{jet} > \infty E_\gamma$	4.3.1 et 4.3.2
Ouverture du cône pour l'étude du jet	$R_c = 0,6$	4.4.4
Gamme de ξ utilisable	$0,5 < \xi < 4,5$	4.4.4

TAB. 4.3 – Paramètres déterminés pour la détection des γ -jets et la reconstruction de la distribution *HBP*.

rapport de la distribution *HBP* des événements avec un effet de *quenching* divisé par la distribution *HBP* sans cet effet.

Deux types de rapports sont étudiés (figure 4.33) :

- Un rapport avec le bruit de fond qui est "réaliste".
- Un rapport sans le bruit de fond qui est la mesure qu'on devrait idéalement retrouver.

La comparaison de ces deux rapports montre peu de différence entre eux pour la gamme de $1,5 < \xi < 4,5$. Elle est conforme aux résultats précédents, à savoir :

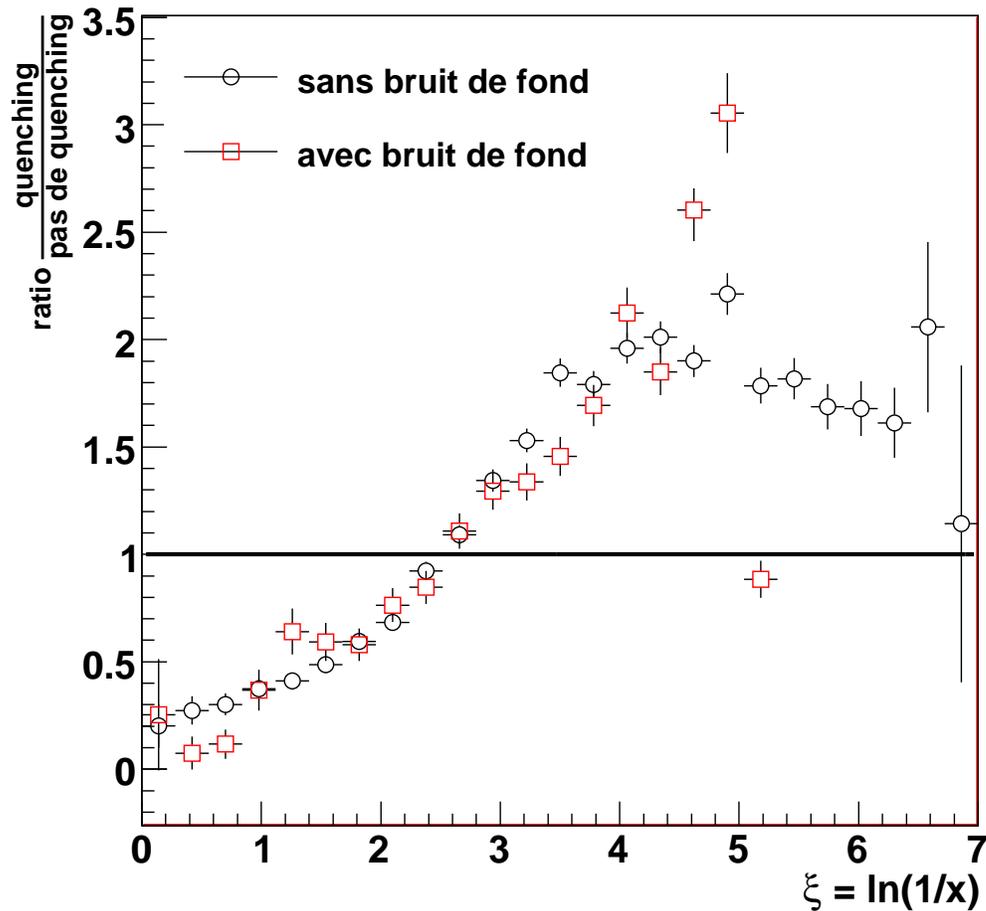


FIG. 4.33 – \mathcal{R}_{HBP} des événements avec un effet de *quenching* divisé par la distribution *HBP* sans cet effet, avec ou sans bruit de fond. Seule l'erreur statistique est présentée.

- Une modification comparable pour des valeurs pour $1,5 < \xi < 4,5$, qu'il y ait prise en compte du bruit de fond ou pas.
- Un bruit qui domine pour $\xi > 4,5$ et qui rend l'observation de la modification impossible au-delà.

Ces rapports tendent à monter, aux erreurs près, qu'il est possible de mettre en évidence une modification de la distribution *HBP* due aux effets de *quenching* avec les systèmes de détection d'ALICE dans un environnement d'ions lourds pour des jets de 100 GeV.

4.5 Estimation des erreurs

Il est nécessaire de vérifier si la modification de la distribution *HBP*, due à la présence d'un milieu chaud et dense de matière nucléaire déconfinée, est observable malgré les

erreurs dues à l'utilisation des détecteurs d'ALICE.

En plus de l'erreur statistique, les principales sources d'imprécision sont :

- La résolution en énergie sur le photon γ .
- La résolution en énergie sur les particules du jet.
- L'erreur provenant de la soustraction du bruit de fond liée aussi aux "jets fortuits" reconstruits sur le bruit de fond.

Erreur sur la soustraction du bruit de fond

L'erreur sur la soustraction du bruit de fond a été estimée dans la partie 4.4.4. Elle est mesurée comme étant inférieure à 20% sur toute la gamme en $\xi < 0,45$ et à une valeur moyenne de 10%. L'erreur est estimée comme constante et fixée à 20% (c.f. la figure 4.32) pour notre calcul d'erreur. Nous reviendrons plus loin sur cette erreur en la calculant plus précisément en fonction de ξ lorsque la distribution *HBP* sera mesurée pour des spectres plus réalistes de γ -jets. Dans le cas présent, où des γ -jets mono-énergétiques de 100 GeV sont utilisés, cette valeur constante pour la gamme en ξ qui nous intéresse est une bonne approche.

Erreur sur la résolution en énergie du photon et des particules du jet

ξ est défini comme :

$$\xi = \ln \left[\frac{p_T(\gamma)}{p_T(\text{had})} \right] \quad (4.11)$$

Le calcul d'erreur donne :

$$\frac{\Delta\xi}{\xi} = \sqrt{\left[\frac{\Delta p_T(\gamma)}{\xi \times p_T(\gamma)} \right]^2 + \left[\frac{\Delta p_T(\text{had})}{\xi \times p_T(\text{had})} \right]^2} \quad (4.12)$$

soit en reprenant les valeurs données au 2.2.4 et 2.2.3 qui sont constantes sur la gamme en p_T utilisée :

$$\Delta\xi^2 = 0,03^2(\gamma) + 0,02^2(\text{had}) \quad (4.13)$$

où

$$\Delta\xi = 0,036 \quad (4.14)$$

Ce qui donne une erreur due à l'imprécision sur p_T très raisonnable.

Modification de la distribution *HBP*

\mathcal{R}_{HBP} , en tenant compte des erreurs de précision, montre que la modification de la distribution *HBP* est mesurable avec une précision convenable du fait de la bonne résolution en énergie mesurée pour le jet obtenue en mesurant celle du photon en coïncidence. Ce rapport reste différent de l'unité, malgré l'incertitude, pour $1,5 < \xi < 4,5$. L'erreur est faible pour $\xi < 3$ et \mathcal{R}_{HBP} reste exploitable jusqu'à 4,5. Au-delà, le bruit de fond rend la mesure impossible (figure 4.34).

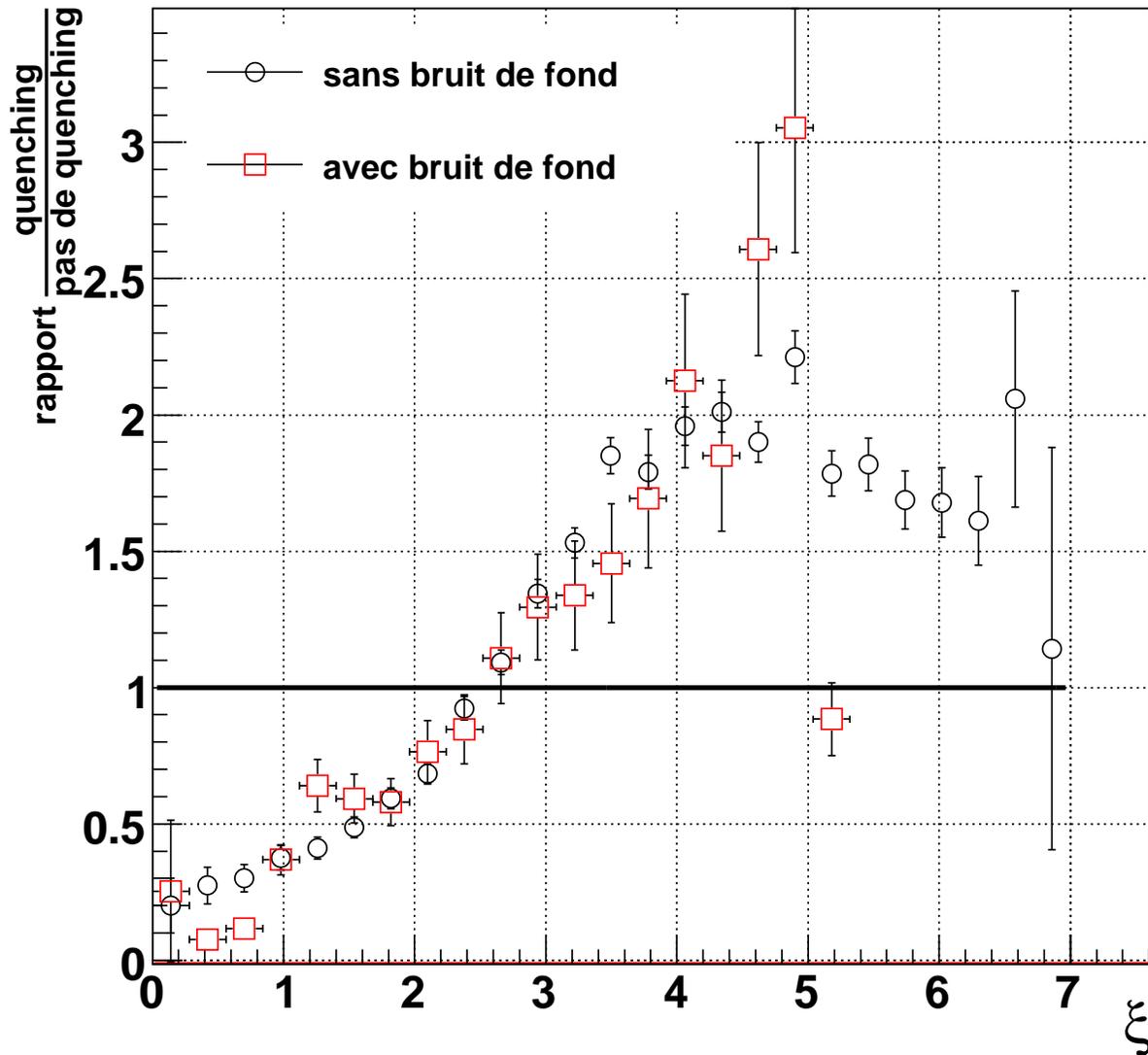


FIG. 4.34 – Rapport \mathcal{R}_{HBP} avec ou sans bruit de fond, en tenant compte des erreurs de précision pour $\xi < 4,5$.

- L'erreur due à la soustraction du bruit de fond augmente pour le nombre de particules du jet de grands ξ (erreur due au bruit de fond qui est plus importante pour les petites impulsions transverses). Au-dessus de $\xi = 4,5$, l'erreur portée sur la courbe est plus faible que la réalité, l'erreur est donnée constante à 20% sur $0,5 < \xi < 4,5$, mais celle-ci augmente beaucoup pour des valeurs supérieures.
- L'erreur due à la précision sur la reconstruction en énergie des particules augmente pour les petits ξ (cette erreur augmente intrinsèquement avec l'impulsion trans-

verse).

4.6 Étude avec un spectre réaliste de γ -jets

Dans l'étude telle qu'elle a été présentée, les paramètres à utiliser ont été déterminés en utilisant des γ -jets de 100 GeV. En utilisant de tels événements, il était possible de se placer très nettement au-dessus des fluctuations du bruit de fond, et de tester les algorithmes dans des conditions optimales. Malheureusement, ce type d'événement n'est pas très réaliste. Nous avons vu précédemment que le spectre en énergie des γ -jets tels qu'ils seront produits au LHC et reconstruits dans ALICE ne permettent pas d'avoir une statistique intéressante à de telles énergies : une centaine de γ -jets ont une énergie supérieure à 100 GeV, alors que près de 10000 événements d'énergie supérieure à 30 GeV sont attendus.

L'étude précédente est maintenant réalisée dans des conditions beaucoup plus réalistes :

- Les γ -jets sont simulés avec un spectre réaliste en énergie pour des impulsions transverses entre 30 et 100 GeV.
- Deux types d'événements sans bruit de fond sont simulés : avec ou sans effet d'atténuation des jets.
- Des événements avec l'effet d'atténuation des jets sont mélangés avec des événements sous-jacents de type ions lourds.

Il est alors possible de déterminer à nouveau la modification de la distribution *HBP*, due à l'atténuation des jets dans un milieu dense lors de collisions d'ions lourds pour un spectre en énergie de jet réaliste.

4.6.1 Sans effet du bruit de fond

La méthode de reconstruction de la fonction de fragmentation et de la distribution *HBP* est la même que celle présentée précédemment. La distribution *HBP* obtenue à partir de tels spectres est sensiblement différente de celle obtenue avec des γ -jets de 100 GeV. Conformément à la partie 1.3.1, le maximum de la distribution *HBP* est situé à une valeur de ξ plus faible.

Décalage de la distribution *HBP* vers les petites valeurs de ξ

La distribution *HBP* ainsi obtenue est à son maximum en $\xi = 3$ (figure 4.35, en haut), alors que le maximum était à une valeur supérieure à 3,5 dans le cas des γ -jets de 100 GeV.

En rappelant que :

$$\xi = \ln \frac{1}{z}, \quad (4.15)$$

avec :

$$z = \frac{E_{\text{had}}}{E_{\text{jet}}} = \frac{E_{\text{had}}}{E_{\gamma}}, \quad (4.16)$$

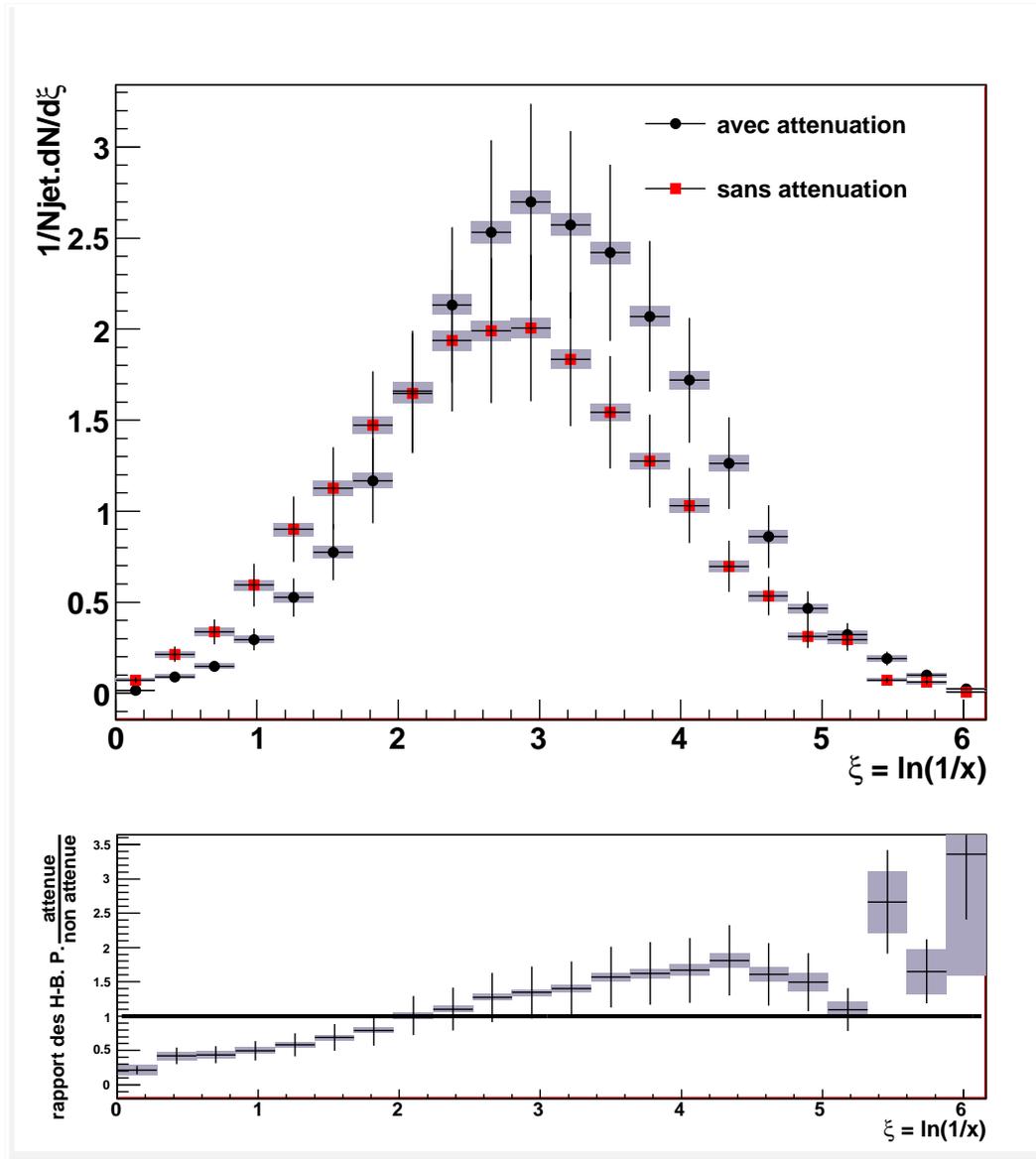


FIG. 4.35 – Distributions *HBP* avec et sans effet d'atténuation des jets, sans bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en haut). Rapport des fonctions *HBP* \mathcal{R}_{HBP} avec et sans effet d'atténuation des jets, sans bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en bas). Les surfaces grisées représentent l'erreur statistique.

Plus le rapport $\frac{E_{\text{had}}}{E_{\gamma}}$ est petit, et plus il est possible d'aller explorer les grandes valeurs de ξ . La limite basse pour E_{had} est donnée par les capacités du système de reconstruction des traces d'ALICE. Ce détecteur peut reconstruire des particules à partir de 100 MeV (partie 2.2.3).

- Pour des γ -jets de 30 GeV, la valeur maximum de ξ qui peut être mesurée devrait se situer à 5,7.
- Pour des γ -jets de 100 GeV, la valeur maximum de ξ qui peut être mesurée devrait

se situer à 6,9.

Gamme de ξ pour la modification de la distribution *HBP*

\mathcal{R}_{HBP} , dans le cas d'un spectre réaliste de γ -jets, évolue de 0,2 à 1,8 entre $\xi = 0$ et $\xi = 4,2$. Ce rapport passe par l'unité en $\xi = 2,2$ (figure 4.35, en bas). Ce rapport "sans effet du bruit de fond" est le rapport idéal qui serait obtenu pour la modification de la distribution *HBP* s'il était possible de s'affranchir de la pollution des particules de basse impulsion transverse de l'événement sous-jacent des collisions d'ions lourds. Il sert de référence pour le rapport à obtenir en prenant en compte l'effet du bruit de fond et sa soustraction.

Il est maintenant nécessaire de prendre en compte l'effet du bruit de fond dans les collisions d'ions lourds qui entache la mesure de la distribution *HBP* pour les grandes valeurs de ξ .

4.6.2 Avec effet du bruit de fond

L'effet du bruit de fond a été étudié dans le cas des γ -jets mono-énergétiques de 100 GeV. L'effet du bruit de fond doit maintenant être exploré pour des spectres réalistes. La pollution par les particules de basse impulsion transverse devrait y être plus importante : les γ -jets ont des énergies très majoritairement inférieures à 100 GeV et l'effet du bruit de fond devrait se faire sentir dès des valeurs de ξ plus faibles.

Bruit de fond : erreur sur la distribution *HBP*

\mathcal{R}_{HBP} avec et sans la prise en compte du bruit de fond est déterminé (figure 4.36). Ce rapport donne une estimation de l'erreur due à l'effet du bruit de fond pour des γ -jets reconstruits avec un cône d'ouverture 0,7. Lorsqu'une soustraction du bruit de fond est effectuée, dans les conditions présentées précédemment, l'erreur est inférieure à 10% pour $0,5 < \xi < 3,2$, puis elle augmente très rapidement pour les valeurs supérieures.

Lorsqu'aucune soustraction n'est effectuée, l'erreur est inférieure à 10% pour $0,7 < \xi < 2,6$, puis elle augmente très rapidement pour les valeurs supérieures, en étant toujours supérieure à celle mesurée avec la soustraction du bruit de fond. La soustraction du bruit de fond permet alors d'exploiter la distribution *HBP* dans les collisions d'ions lourds jusqu'à $\xi < 3,2$, soit un gain de 0,6 par rapport à cette même mesure sans soustraire le bruit de fond.

L'erreur due au bruit de fond a été estimée en paramétrant le rapport entre les distributions *HBP*, avec et sans la prise en compte du bruit de fond (figure 4.36). Cet ajustement est fait grâce à un polynôme de degré 3.

$$\frac{\Delta\xi}{\xi} = f(\xi) = C_0 + C_1 \times \xi + C_2 \times \xi^2 + C_3 \times \xi^3 \quad (4.17)$$

Les paramètres du polynôme sont explicités dans le tableau 4.4.

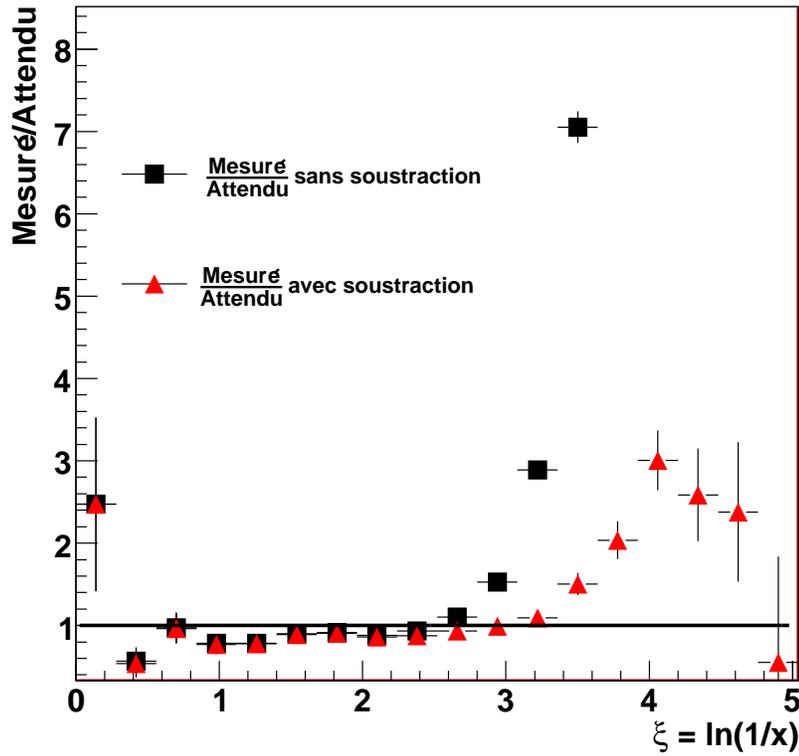


FIG. 4.36 – Rapport des distributions HBP \mathcal{R}_{HBP} : entre celle déduite de la mesure de laquelle est soustraite une estimation du bruit de fond et la distribution HBP du signal seul sans bruit de fond.

paramètre du polynôme	valeur
C_0	0,035
C_1	1,488
C_2	0,844
C_3	0,153

TAB. 4.4 – Paramètres du polynôme utilisé pour l'erreur provenant du bruit de fond.

Modification de la distribution HBP

La modification de la distribution HBP est l'observable que nous souhaitons étudier et mesurer. Cette modification ne peut être exploitée que si l'erreur due au bruit de fond est inférieure à la modification due à l'atténuation des jets dans le milieu formé lors des collisions d'ions lourds. Comme attendu d'après la partie précédente, la mesure de la distribution HBP des jets est dégradée dans le cas des collisions Pb-Pb pour les grandes valeurs de ξ . Pour des valeurs de ξ supérieures à 3,2, cette incertitude devient tellement importante qu'il n'est plus possible d'exploiter la distribution HBP . Pour des

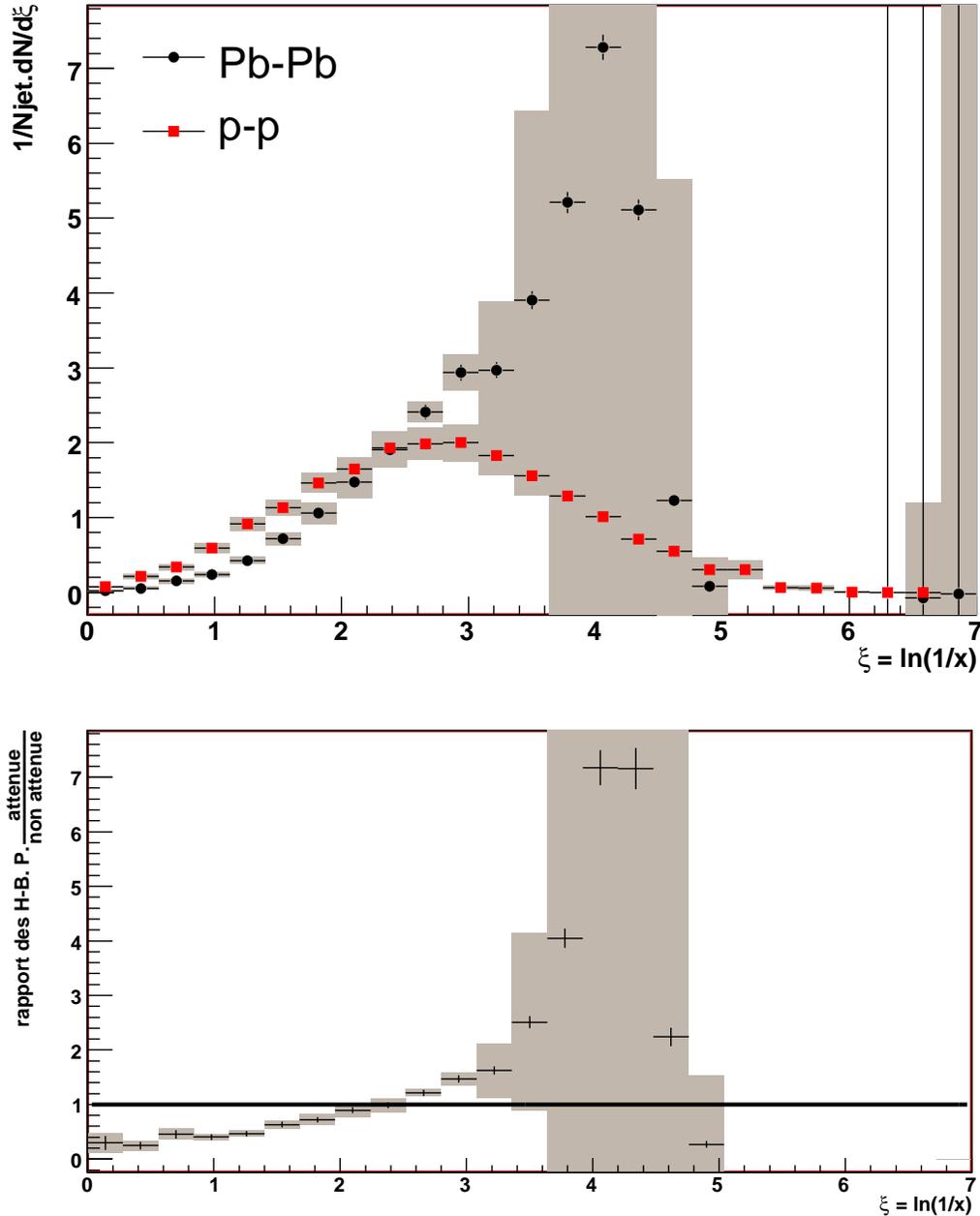


FIG. 4.37 – Fonctions HBP étudiées pour des collisions p-p et Pb-Pb , avec un spectre réaliste de γ -jets (en haut). \mathcal{R}_{HBP} , avec soustraction du bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en bas). Les surfaces grisées représentent l'erreur systématique, principalement due à la soustraction du bruit de fond.

valeurs inférieures, la modification de cette distribution permet de mettre en évidence l'atténuation des jets dans le milieu chaud et dense formé lors des collisions Pb-Pb comme le montre la figure 4.37.

Dans la partie 1.3.5, l'étude préliminaire avec un modèle jouet prédit que le bruit

de fond domine pour des impulsions transverses inférieures à 2,5 GeV, et suppose que pour ces valeurs faibles, il est difficile de reconstruire la distribution *HBP*. En utilisant la technique proposée ici, l'énergie des jets reconstruits est majoritairement aux alentours de 30 GeV. Éliminer les particules d'impulsion transverse inférieure à 2 GeV revient donc à faire une coupure en ξ vers 3,9. Cette coupure permet d'éliminer les grandes valeurs de ξ pour lesquelles le signal ne peut être différencié du bruit de fond.

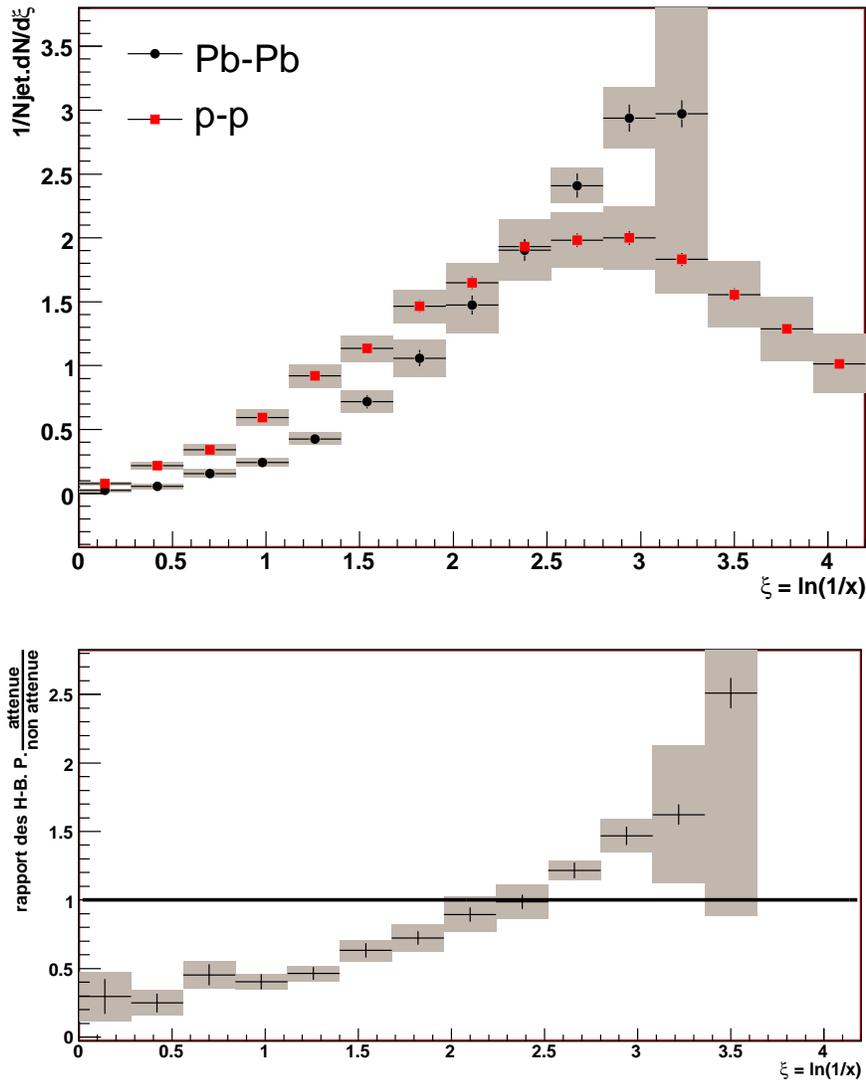


FIG. 4.38 – Fonctions de type *HBP* étudiées pour des collisions p-p et Pb-Pb , avec un spectre réaliste de γ -jets (au milieu). Rapport des distributions *HBP* $\frac{Pb-Pb}{p-p}$, sans bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en bas). Les surfaces grisées représentent l'erreur statistique. Cette figure illustre la gamme de ξ pour laquelle l'erreur est suffisamment faible pour mettre en évidence la modification de la distribution *HBP*. L'ouverture du cône pour la détermination de ces distributions est de 0,7.

La figure 4.38 illustre la modification de la distribution *HBP* due à l'atténuation des

jets dans les collisions d'ions lourds. Cette modification donne un aperçu des capacités de la méthode proposée ici pour mettre en évidence cet effet, et la gamme en ξ pour laquelle il est possible faire cette étude sans pollution du bruit de fond.

4.6.3 Paramètres optimisés pour la modification de la distribution *HBP*

Jusqu'ici, les paramètres ont été choisis dans le but de pouvoir reconstruire les distributions *HBP* fidèlement, c'est-à-dire celles des jets dans leur ensemble. Pour cette raison, et pour ainsi obtenir ces distributions, des cônes de grande ouverture étaient utilisés. Pour des ouvertures $R_c > 0,6$, la distribution *HBP* évolue peu et il est alors possible de considérer que celle-ci correspond à un modèle *HBP* pour toutes les particules du jet (figure 4.22).

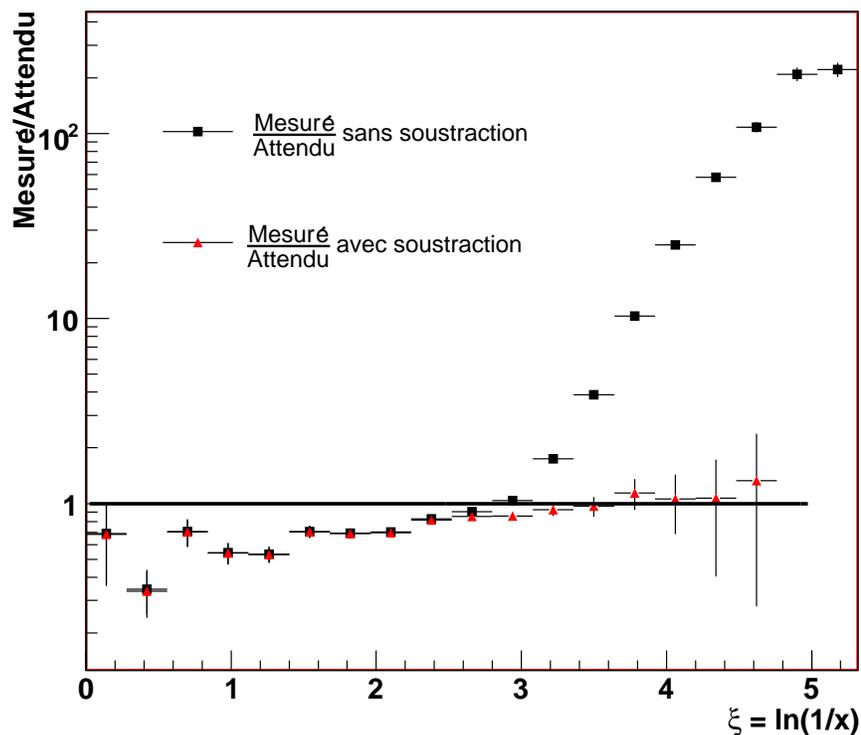


FIG. 4.39 – \mathcal{R}_{HBP} dans le cas où $R_c = 0,25$: entre celui issu de la mesure de laquelle est soustraite une estimation du bruit de fond et la distribution *HBP* du signal seul sans bruit de fond.

Dans notre étude, nous cherchons à mettre en évidence la modification de la distribution *HBP*, et il est envisageable de s'intéresser à cette modification pour des fonctions *HBP* correspondant à des jets reconstruits avec des petites valeurs de R_c . Ces dernières permettent de révéler des aspects de physique différents. La modification de la distribution *HBP* est fonction de l'ouverture du cône, tout comme la forme de la distribution

HBP lui-même. L'utilisation de cônes plus petits permet à nouveau de réduire l'influence du bruit de fond, et ainsi d'augmenter encore la gamme en ξ exploitable pour notre étude, mais il faut garder à l'esprit que la distribution *HBP* n'a plus la même distribution qu'avec un $R_c > 0,6$. Une comparaison avec des modèles théoriques devraient prendre en compte cette information.

L'utilisation d'un cône de petite ouverture ($R_c = 0,25$) entraîne une meilleure soustraction du bruit de fond. Ceci permet d'avoir un écart entre les fonctions *HBP*, déduites avec et sans bruit de fond faible sur une gamme en ξ étendue : l'écart est inférieur à 30% entre 0,5 et 3,2, inférieur à 20% entre 3,2 et 4,5 (figure 4.39). De plus, le rapport présenté sur la figure 4.39 présente un biais dû à la présence d'un bruit de fond qui a une évolution continue en fonction de ξ . Ce biais produit une déviation systématique du rapport des distributions *HBP*, obtenues avec et sans effet de bruit de fond si ce rapport est comparé à l'unité. Ce rapport suit une distribution qui peut être ajustée par une fonction linéaire simple.

Cette représentation est faite avec un polynôme $C_0 + C_1 \times \xi$ dont les paramètres sont donnés dans le tableau 4.5.

paramètres du polynôme	valeur
C_0	$0,39 \pm 0,05$
C_1	$0,167 \pm 0,023$
χ^2/ndf	7,79/10

TAB. 4.5 – Paramètres du polynôme utilisé pour la paramétrisation de l'effet systématique du bruit de fond sur la distribution *HBP*.

Le résultat de cette paramétrisation peut alors être utilisé pour corriger la distribution *HBP* obtenue avec un cône de petite ouverture et une soustraction du bruit de fond. Cette correction permet d'étudier la modification de la distribution *HBP* pour des valeurs de ξ jusqu'à 4,5 environ (Figure 4.40). Cette technique de correction a été proposée pour l'étude des jets dans [131] et doit être améliorée pour une étude efficace des γ -jets.

De plus, la connaissance de l'énergie du jet grâce à la détection du photon γ permet ainsi de déterminer à l'avance la valeur optimale de R_c à utiliser pour reconstruire la distribution *HBP* de façon optimale. Une étude systématique de la valeur de R_c optimale en fonction de l'énergie mesurée pour le photon γ permettrait ainsi de déterminer les valeurs de R_c à utiliser pour l'étude de la modification de la distribution *HBP* due à la formation d'un plasma de quarks et de gluons.

4.6.4 Sensibilité de la méthode

Gamme de sensibilité en ξ

Le \mathcal{R}_{HBP} ainsi obtenu donne la gamme de ξ qui sera exploitable avec les données d'ALICE (figure 4.37). \mathcal{R}_{HBP} montre que la modification de la distribution *HBP* du fait de l'atténuation des jets dans les collisions d'ions lourds est utilisable pour $\xi < 4,5$. L'accès aux très grandes valeurs de ξ est possible seulement avec des jets très énergétiques

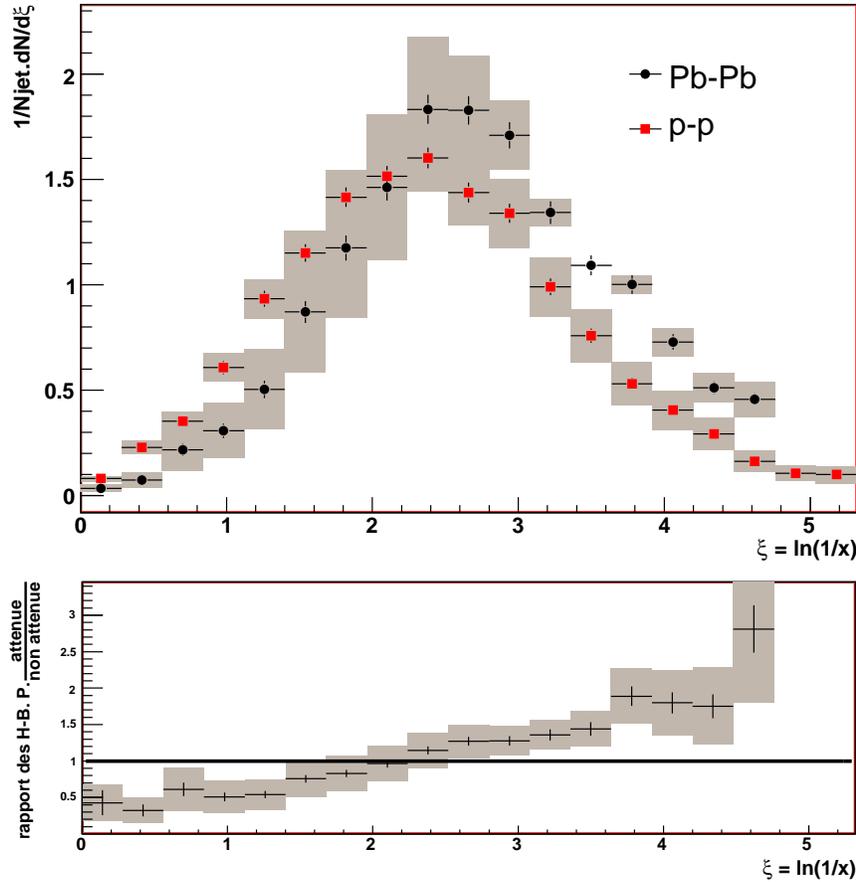


FIG. 4.40 – Fonctions HBP, étudiées pour des collisions p-p et Pb-Pb, avec un spectre réaliste de γ -jets (au milieu). Rapport des distributions $HBP \frac{Pb-Pb}{p-p}$, sans bruit de fond, pour un spectre réaliste de γ -jets (en bas). Les surfaces grisées représentent l'erreur statistique. L'ouverture du cône pour la détermination de ces distributions est de 0,3.

pour lesquels des particules du jet de basse impulsion sont reconstruites ; plus l'écart entre l'énergie du jet et l'énergie des particules du jet est élevé, plus il est possible d'accéder à des grandes valeurs de ξ . Ces événements rares ne sont pas produits en assez grand nombre au LHC pour permettre de les étudier dans un environnement de type collisions d'ions lourds où un grand nombre de particules de basse impulsion sont produites et constituent un bruit de fond important.

4.7 Discussion : capacités et limites de la modification du HBP

L'étude que nous avons menée ici montre que, dans le cas des γ -jets tels qu'ils sont attendus dans ALICE au LHC, il sera possible de déterminer la modification de la distribution HBP pour des valeurs de ξ inférieures à 4,5. Pour des valeurs de ξ supérieures,

le bruit de fond qui a pour origine le grand nombre de particules de basse énergie produites dans les collisions d'ions lourds, noie le signal et empêche toute extraction de la distribution *HBP*. L'erreur statistique due au nombre limité de γ -jets produits au LHC à des grandes impulsions transverses n'est donc pas la source d'erreur principale pour la mesure de la modification de la distribution *HBP* (figure 4.38).

L'erreur statistique devient importante pour les très petites valeurs de ξ : il s'agit des cas rares où l'énergie du jet est emportée principalement par une particule de haute impulsion transverse. Pour les petits ξ , la mesure de l'énergie de cette particule est de bonne qualité. Dans ce cas, la soustraction du bruit de fond est de mauvaise qualité, le petit nombre de particules de ce type ne permet pas une soustraction correcte en terme statistique. L'erreur statistique est aussi importante pour les très grandes valeurs de ξ : il s'agit des cas où la particule reconstruite du jet est peu énergétique mais l'énergie du photon γ est plus grande. Ces cas sont plus problématiques car le bruit de fond est dominant à de telles énergies.

En conséquence, c'est l'erreur due au bruit de fond qui détermine la gamme en ξ exploitable pour notre étude : $0 < \xi < 4,5$.

La statistique n'est pas la difficulté majeure, le vrai défi est le bruit de fond. La méthode est testée ici avec $dN/d\eta \simeq 6000$ particules par unité de rapidité. Les dernières estimations laissent penser que des valeurs plus faibles pour la densité de particules dans les collisions d'ions lourds pourraient être obtenues au LHC [37]. Dans notre étude, nous avons utilisé la valeur la plus élevée parmi les prédictions, qui dans notre cas est la valeur la plus pessimiste car elle signifie un bruit de fond maximum. Une multiplicité plus faible permettrait alors d'augmenter la gamme en ξ exploitable du fait de la réduction du bruit de fond.

Conclusion

ALICE est l'expérience dédiée à l'étude du plasma de quarks et de gluons formé lors des collisions d'ions lourds au LHC. Composée de nombreux sous-détecteurs, cette expérience doit permettre de caractériser cet état de la matière. Nous nous sommes tout particulièrement intéressé dans ce manuscrit au calorimètre de grande acceptance EMCAL. L'objectif d'EMCAL dans l'expérience ALICE est de permettre la détection des particules neutres dans les collisions p-p et Pb-Pb pour des impulsions transverses pouvant dépasser les 100 GeV. Son utilisation en complément du système de reconstruction des particules chargées permettra l'étude des γ -jets. Ces corrélations d'un photon et d'un jet permettront de sonder le plasma de quarks et de gluons par l'interaction du parton initial, à l'origine du jet, avec le milieu formé. Le photon n'interagissant pas avec le milieu, celui-ci sert de référence et permet d'apprécier très précisément l'effet d'atténuation du jet dans le plasma de quarks et de gluons. Cette interaction peut être explorée grâce à une fonction *HBP hump-backed plateau* qui est la distribution en énergie des particules qui composent le jet. Cette distribution est modifiée par l'interaction avec le plasma de quarks et de gluons. En quantifiant cette modification, il est possible d'apprécier certaines caractéristiques du milieu formé, comme le coefficient de transport \hat{q} . L'obtention de cette distribution est donc un moyen très intéressant d'explorer le plasma de quarks et de gluons.

Dans ce travail, un des objectifs était de démontrer la possibilité de détecter et de reconstruire des corrélations γ -jets en utilisant EMCAL pour le photon et le système central de reconstruction des traces pour la reconstruction du jet. Pour ce faire il était nécessaire de développer une méthode pour l'identification du photon dans EMCAL. C'est ce qui a été fait en utilisant la forme de la gerbe électromagnétique des particules interagissant avec le détecteur.

Un deuxième objectif était d'utiliser les γ -jets dans ALICE pour reconstruire le hump-backed plateau (*HBP*) qui est la distribution de $\xi = \ln(p_T(jet)/p_T(part. du jet))$. Ceci a été réalisé en utilisant des algorithmes de jets adaptés pour la reconstruction des γ -jets dans EMCAL et le système de trajectographie d'ALICE. Ces algorithmes permettent de détecter des γ -jets de $p_T > 30$ GeV pour $0,5 < \xi < 3,2$ permettant d'apprécier finement l'atténuation des jets dans le plasma de quarks et de gluons.

Dans le premier chapitre, nous avons décrit l'interaction d'un hadron de haute impulsion transverse dans un plasma de quarks et de gluons avant sa fragmentation en une gerbe de particules appelée jet. Les modifications induites par cette interaction sur le jet ont été mises en évidence grâce à l'utilisation de la distribution dite du *hump-backed plateau* ou, plus simplement *HBP*. Les événements γ -jets ont ensuite été présentés, tout d'abord avec une approche théorique qui nous a permis d'identifier les processus durs qui en sont à l'origine, puis ces γ -jets ont été comparés avec les événements moins rares qui

conduisent à la formation de deux jets en coïncidence. Cette comparaison montre l'intérêt des γ -jets pour la précision qu'ils apportent sur l'énergie du parton initial à l'origine du jet, mais aussi pour la possibilité de restreindre l'espace de recherche du jet (ce qui est utile dans les collisions d'ions lourds). La statistique disponible ainsi que l'énergie maximum pour les γ -jets reste moins intéressante que pour les événements à deux jets. Après avoir exposé les techniques utilisées pour l'étude des jets dans les précédentes expériences, un modèle simple a été proposé pour estimer les possibilités de reconstruire et étudier de tels événements dans ALICE. Cette première approche laisse entendre que la distribution *HBP* pouvait être reconstruite avec des γ -jets d'énergie supérieure à 30 GeV et pour des impulsions transverses de particules du jet supérieures à 2,5 GeV dans le cas des collisions d'ions lourds.

Au regard de ces informations, il apparaissait que les γ -jets pouvaient pallier certaines difficultés liées aux corrélations à deux jets, principalement concernant la reconstruction de l'énergie des jets.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté ALICE au LHC, en nous attardant tout particulièrement sur le calorimètre de grande acceptance EMCal, qui est le détecteur essentiel pour les photons de grande impulsion transverse que nous utilisons pour reconstruire les γ -jets. Dans cette partie, la bonne résolution spatiale (inférieure à 0,3 cm pour des particules de $p_T > 30$ GeV) et en énergie du calorimètre (inférieure à 3% pour des particules de $p_T > 30$ GeV) montre l'intérêt du détecteur pour la reconstruction des photons utilisés pour la reconstruction des γ -jets. Sa couverture géométrique, lorsqu'il sera complètement opérationnel, lui permettra de détecter plus de 10 000 γ -jets par an pour des $p_T > 30$ GeV, et donnera accès à l'étude des corrélations γ -jets dans des conditions inédites.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté une méthode d'identification des particules en utilisant le calorimètre EMCal. Cette méthode utilise la forme de la gerbe électromagnétique que produit une particule interagissant avec le détecteur. Une étude de cette forme permet de différencier les photons des pions neutres et des autres hadrons. En utilisant la méthode Bayésienne, il est possible de déterminer la probabilité qu'une particule détectée soit de telle ou telle nature. L'étude que nous avons menée permet d'identifier les photons d'énergie de l'ordre de 30 GeV avec une efficacité d'environ 60% et une pureté supérieure à 70%, ce qui nous sert par la suite pour l'étude des corrélations γ -jets. Cette méthode permet de calculer la probabilité qu'une particule soit d'une nature donnée. Cette méthode est à la disposition de la communauté des physiciens d'ALICE et est adaptée en fonction des nouveaux développements, comme l'identification des électrons par coïncidence des clusters d'EMCal avec les données du système de reconstruction des traces de particules chargées d'ALICE. Cette identification des particules est utilisée dans la suite de notre étude pour la détection et la reconstruction des événements rares de type γ -jets dans ALICE.

Dans le quatrième chapitre, la détection et la reconstruction des γ -jets sont explicitées. Les études sont tout d'abord menées dans des conditions optimales, l'énergie des γ -jets étant fixée à 100 GeV et le bruit de fond des collisions d'ions lourds n'étant pas pris en compte. Dans un deuxième temps, le bruit de fond est pris en compte et quantifié puis, pour finir, un spectre réaliste de γ -jets est utilisé, permettant de quantifier les capacités de la méthode dans des conditions de simulation décrivant de façon réaliste les données

attendues dans ALICE. La technique de détection consiste à commencer par isoler le photon γ puis à trouver le jet émis en corrélation. La connaissance de la position du γ permet de limiter la zone de recherche du jet à une mince bande en angle azimutal, telle que la différence entre l'axe du jet et l'axe du photon γ est inférieure à $\pi \pm 0,5$ rad. La recherche du jet est faite en cherchant un maximum local dans l'énergie des particules regroupées dans un cône d'ouverture $R_c = 0,3$. Cette énergie doit être supérieure aux fluctuations du bruit de fond pour pouvoir détecter le jet, ce qui implique une énergie supérieure à 30 GeV. La connaissance de l'énergie du photon γ et la reconstruction des particules du jet permet alors de déterminer la distribution *HBP*. Sa mesure est entachée par le bruit de fond provenant des particules de basse impulsion transverse produites en grand nombre lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. L'étude menée ici montre qu'il est possible d'observer une modification de la distribution *HBP* due à l'atténuation des jets pour une gamme de ξ telle que $0 < \xi < 4,5$ et de reconstruire fidèlement la fonction *HBP* des jets complets pour $0,5 < \xi < 3,2$.

Ainsi les résultats principaux de l'étude présentée dans ce manuscrit sont :

- L'identification des particules avec le calorimètre EMCal, en utilisant la forme de la gerbe électromagnétique que produit une particule interagissant avec le détecteur et qui permet de différencier les photons des pions neutres et des autres hadrons pour des impulsions transverses comprises entre 7 et 50 GeV, avec un maximum d'efficacité entre 15 et 40 GeV. La discrimination des photons est tout particulièrement intéressante pour l'étude des événements γ -jets.
- Il est possible de détecter et de reconstruire des γ -jets pour des énergies supérieures à 30 GeV. Le HBP de ces jets peut être déterminé pour $0,5 < \xi < 3,2$ dans un environnement de type ions lourds. Il est ainsi possible de mesurer l'atténuation des jets dans le plasma de quarks et de gluons grâce à la modification du HBP en le comparant en mode ions lourds et en mode proton-proton.

Certains points de notre étude pourraient être complétés.

L'identification des particules n'inclut pas encore la correspondance de traces, ce qui permettrait d'avoir une information sur la charge des particules détectées dans le calorimètre. De plus, la correspondance de traces pourrait aider à reconnaître les hadrons par la comparaison de l'impulsion mesurée par la courbure des traces et l'énergie déposée dans le calorimètre. L'identificateur *PID* pourrait prendre en compte une technique de reconstruction en masse invariante pour l'identification des pions neutres à des impulsions faibles, ceci afin d'élargir la gamme en impulsions transverses utilisables vers les petites valeurs.

La représentation paramétrique des distributions de λ_0 n'est pas automatisée. Si les algorithmes de reconstruction d'EMCal sont modifiés, il faut ajuster à nouveau ces distributions. Une partie du calcul de ces paramètres nécessite des vérifications et des ajustements faits à la main. Pour être optimale, cette méthode doit pouvoir être mise à jour automatiquement. Il serait intéressant d'explorer la possibilité de calculer un identificateur *PID* sans faire des représentations continues par des fonctions qui sont sources d'erreur, mais avec une représentation discrète et un stockage simple des paramètres en matrice. Les distributions seraient accessibles par des tableaux multi-dimensionnels donnant la répartition de différents types de particules en fonction de leur énergie et de λ_0 . Ces tableaux seraient plus faciles à calculer pour chaque modification des algorithmes de reconstruction

d'ALICE.

La reconstruction des γ -jets devra être testée pour différentes gammes en énergie. Il serait intéressant de connaître la valeur maximum en énergie pour laquelle la statistique disponible permet de reconstruire une fonction *HBP*, et de connaître la gamme en ξ utilisable dans ces conditions. La soustraction du bruit de fond doit être encore travaillée afin de l'améliorer. Une meilleure soustraction doit permettre d'augmenter la gamme en ξ exploitable pour mesurer la modification de la distribution *HBP* due à l'atténuation des jets dans les collisions d'ions lourds. L'énergie du jet est connue par celle du photon γ détecté en amont. Avoir cette valeur devrait permettre de sophistication l'algorithme de recherche du jet. L'ouverture du cône nécessaire pour détecter le jet est corrélée à l'énergie du jet. Il serait possible de faire varier la valeur de R_c selon l'énergie du photon γ détecté, améliorant ainsi l'algorithme de recherche du jet émis en coïncidence azimutale du jet. Le bruit de fond est la principale source d'erreur pour déterminer cette observable, il est donc nécessaire de chercher à mieux évaluer ce bruit pour en limiter les effets. Tester de nouveaux algorithmes de reconstruction de jet plus sophistiqués, à la place de celui basé sur l'algorithme de UA1, permettrait peut-être de réduire cet effet de bruit de fond et d'améliorer la qualité de la fonction *HBP* obtenue.

À terme, la comparaison de la modification de la distribution de type *HBP* avec la méthode présentée ici devrait être réalisée avec la modification que donnent les modèles théoriques pour différents paramètres (\hat{q} , température et densité initiales du milieu formé...) de façon à apprécier la possibilité d'évaluer ces paramètres grâce à la reconstruction expérimentale de la modification de la fonction *HBP* telle qu'elle est présentée dans ce manuscrit.

Annexe A

Annexes

A.1 Historique de l'atome

Il serait possible de remonter très loin dans le temps à la recherche des premières idées de particules élémentaires : déjà la Grèce antique proposait un modèle de l'atome qui n'était pas basé sur des observations scientifiques mais sur une conception philosophique de la composition de la matière. La notion d'atome a été introduite par le philosophe grec Leucippe de Milet (né vers -500 avant J-C), puis a été reprise et développée par Démocrite, Epicure et Lucrèce. Ces philosophes pensaient que la matière est formée de grains invisibles qui ne peuvent être divisés (le mot "atome" vient du grec "atomos" : qu'on ne peut pas couper). Cette conception implique que la matière est discontinue et qu'elle est constituée de matière (les atomes pleins) et de vide (espace non rempli entre les atomes).

Mais cette théorie a été rejetée pendant près de vingt siècles au profit de la théorie élémentaire soutenue par Aristote et Platon. Pour eux toute matière est constituée d'un mélange des quatre éléments : le feu, l'eau, la terre et l'air.

A.1.1 De l'atome à ses constituants

A partir du XVIIème siècle, un certain nombre de savants, comme Galilée et Newton, se rallièrent à la vision atomistique du monde.

En 1805, le Britannique John Dalton pose comme hypothèse que la matière est constituée d'atomes pour décrire les transformations chimiques, mais tout comme Démocrite, il n'a pas de preuve expérimentale.

En 1904, Thomson propose un modèle basé sur l'observation des rayonnements cathodiques effectuée par Heinrich Geisser et William Crookes. L'atome y est décrit comme une sphère remplie d'une substance positive dans laquelle se trouvent les électrons chargés négativement. Ce modèle est surnommé "pudding de Thomson". Dans ce modèle, *l'atome n'est pas le constituant indivisible de la matière.*

En 1911, pour vérifier le modèle de Thomson, Ernest Rutherford bombarde une mince feuille d'or avec des particules α (atomes d'hélium qui ont perdu deux électrons). Il observe que la majorité des particules traverse la feuille d'or sans être déviée et sans l'endommager. Il remarque également que certaines particules sont légèrement déviées et que d'autres

sont rejetées en arrière. Le modèle de Thomson est incompatible avec les observations de l'expérience.

Pour expliquer les observations expérimentales, Rutherford propose un nouveau modèle dans lequel l'atome n'est pas plein, mais est constitué d'un noyau chargé positivement, qui contient la majorité de la masse de l'atome, et d'électrons qui tournent autour telles les planètes autour du Soleil. Entre le noyau et les électrons, il y a du vide. La taille de l'atome est de l'ordre de 10^{-10} m et celle du noyau de l'ordre de 10^{-15} m. Le rapport entre la taille de l'atome et la taille du noyau est le même qu'entre un terrain de football et la tête d'une épingle. *L'atome est essentiellement constitué de vide.*

En 1913, Niels Bohr propose un nouveau modèle. Le modèle de Rutherford n'est pas satisfaisant car il n'est pas stable d'après les lois de l'électromagnétisme. C'est pourquoi il propose un modèle dans lequel les électrons ne peuvent occuper que certaines orbites bien précises. Les orbites des électrons ne sont pas quelconques mais "quantifiées". Les électrons peuvent passer d'une orbite à une autre en émettant ou en absorbant certaines longueurs d'onde de la lumière. Ce modèle de l'atome permet d'expliquer les raies d'émission et d'absorption des atomes et notamment de l'hydrogène sur lequel Bohr a travaillé. *L'atome et ses composants obéissent à des lois quantifiées.*

En 1932, James Chadwick met en évidence des particules électriquement neutres et de masse voisine de celle du proton : les neutrons. Les atomes sont constitués d'un noyau autour duquel se déplacent des électrons. Le noyau est formé de deux sortes de particules appelées nucléons : les protons et les neutrons.

En 1927, le physicien allemand Werner Heisenberg énonce le principe d'incertitude d'après lequel il est impossible de connaître à la fois la position et la vitesse d'un électron. Schrödinger utilise le principe d'incertitude d'Heisenberg pour proposer un nouveau modèle d'atome qui conserve la présence et la structure du noyau mais qui rejette la notion de trajectoire pour les électrons. Dans ce modèle, une zone dans laquelle la probabilité de trouver l'électron est la plus grande est déterminée. Le rayon de l'atome n'est plus le rayon de la dernière orbite occupée comme dans le modèle planétaire de Bohr, mais il devient une zone de probabilité. *L'atome est un objet quantique.*

A.2 Bestiaire des particules

A.2.1 Les particules élémentaires

Dès les années 1930, d'autres particules, les muons, furent découvertes dans les rayons cosmiques. Les muons ressemblent beaucoup aux électrons, mais en deux cents fois plus lourds.

Dans les années 1950, et suite aux prédictions de Wolfgang Pauli, les neutrinos ont été découverts : ce sont des particules extrêmement légères, si tant est qu'elles aient une masse, et qui interagissent très peu avec la matière.

En 1968, grâce aux accélérateurs linéaires, il a été montré que neutrons et protons étaient en fait composés de "briques" plus élémentaires, que l'on a baptisée quarks. Deux variétés furent découvertes : le quark u (pour *up*) et le quark d (pour *down*).

En augmentant encore l'énergie dans les accélérateurs, donc la masse des particules accessibles, quatre autres types de quarks furent découverts : le c (*charmed*), le s (*strange*), le

t (*top*) et le b (*bottom*). Le nom donné à ces particules n'a absolument aucune signification physique. Chacun de ces quarks apparaît en trois variétés dénommées rouge, vert et bleu, correspondant à une charge particulière de l'interaction nucléaire forte. Encore une fois, le nom n'a aucun rapport avec les couleurs habituelles, il s'agit juste d'une convention.

De nombreuses expériences de collisions atomiques ont eu lieu, faisant apparaître des centaines de particules. Pour s'y retrouver, les physiciens ont essayé de classer ces particules.

Pour commencer, ils font la distinction entre particules (ou quanta) de matière et de champs. Puis ils classent les particules de matière, de loin les plus nombreuses, en trois catégories suivant leur masse :

- les leptons (du grec *leptos* = léger), comme l'électron ou le neutrino.
- les mésons (du grec *mesos* = moyen), comme le méson π .
- les baryons (du grec *barys* = lourd), comme le proton ou le neutron.

Protons et neutrons sont appelés nucléons en raison de leur rôle essentiel dans les noyaux atomiques et de leurs masses voisines, les autres baryons étant les hypérons.

Les physiciens constatent par ailleurs qu'à chacune de ces particules correspond une antiparticule de même masse, mais dont les autres caractéristiques sont opposées (par exemple, au proton correspond un antiproton de charge électrique négative et à l'électron correspond un positron de charge électrique positive).

Ils découvrent ensuite que mésons et baryons étaient en fait des particules composées, qu'ils regroupent alors sous le vocable de hadrons (du grec *hadros* = fort).

Ils ont ainsi abouti, en terme expérimental, au Modèle Standard, organisé autour du triptyque quantum de matière, champ quantique, quantum de champ associé.

Toutes les particules existantes, qu'elles soient des particules observables dans la nature ou des particules produites dans des expériences, peuvent être décrites comme composites d'un nombre restreint de particules élémentaires du modèle standard.

Le modèle standard classe les particules élémentaires en deux grandes familles : les fermions et les bosons. Formellement, les fermions obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et les bosons obéissent à celle de Bose-Einstein. Les fermions sont les particules à spin demi-entier (c'est-à-dire $1/2$, $3/2$, $5/2$, ...) : l'électron, le muon, le neutrino et les quarks sont des fermions.

Les particules élémentaires du modèle standard sont ainsi au nombre de 24 :

- 12 bosons de spin 1 qui sont les particules de "rayonnement" et qui sont les vecteurs des différentes interactions :
 - 8 gluons qui transmettent l'interaction forte,
 - les W^+ et W^- qui transmettent l'interaction faible,
 - le Z^0 qui transmet une forme de l'interaction faible provenant de l'interaction électrofaible,
 - le photon qui transmet l'interaction électromagnétique.
- 12 fermions de spin $1/2$ qui sont les particules de "matière", séparées en deux catégories :
 - 6 quarks et leurs anti-quarks, qui forment des particules composites : les hadrons,
 - 6 leptons et leurs anti-leptons.

A.2.2 Les fermions

On regroupe les fermions (quanta de matière) du modèle standard en trois familles qui ne diffèrent l'une de l'autre que par la masse, plus élevée à chaque famille, comme le présente le tableau A.2.2.

Propriété	famille 1	famille 2	famille 3
Quarks			
Charge = $\frac{2}{3}$	up (u)	charm (c)	top (t)
Masse ($MeV.c^{-2}$)	1.5 – 4	$1.15 - 1.35 \cdot 10^3$	$169 - 179 \cdot 10^3$
Charge = $-\frac{1}{3}$	down (d)	strange (s)	bottom (b)
Masse ($MeV.c^{-2}$)	4 – 8	80 – 130	$(4.6 - 4.9) \cdot 10^3$
Leptons			
Charge = -1	électron e	muon μ	tauon τ
Masse ($MeV.c^{-2}$)	~ 0.511	~ 105	~ 1777
	neutrino-électron ν_e	neutrino-muon ν_μ	neutrino-tau ν_τ

TAB. A.1 – Constituants élémentaires du modèle standard.

A.2.3 Les interactions élémentaires

Dans le modèle standard, les interactions entre les différents constituants se modélisent via l'échange de particules *vecteurs* : les bosons qui sont présentés dans le tableau A.2. Toutes les interactions physiques qui existent entre les différents fermions élémentaires s'expliquent au travers de quatre interactions fondamentales (champ quantique), véhiculées par un boson associé (quantum de champ associé) :

- la *gravitation* véhiculée par le *graviton* (dont l'existence n'est qu'hypothétique) qui n'est toujours pas décrite par le modèle standard ;
- l'*interaction électromagnétique* entre les particules électriquement chargées qui est transmise par les *photons* ;
- l'*interaction faible* transmise par les bosons W^\pm et Z^0 . Elle s'applique à toutes les particules, y compris les neutrinos et est responsable de la radioactivité β ;
- l'*interaction forte* qui n'agit que sur les particules possédant une charge de couleur au travers des *gluons*. Ces derniers, de charge de couleur non neutre, assurent la cohésion des nucléons dans lesquels sont confinés les quarks.

Interaction	gravitation	électromagnétique	faible	forte
Particule vecteur	graviton (?)	photon γ	$W^\pm Z^0$	gluon g
Masse ($GeV.c^{-2}$)	0	0	$\sim 80 \quad 91$	0
Charge électrique	0	0	$\mp 1 \quad 0$	0
Charge de couleur	0	0	0	non-neutre

TAB. A.2 – Caractéristiques des bosons vecteurs des différentes interactions.

A.3 La chromodynamique quantique

D'un point de vue formel, le modèle standard est une théorie quantique des champs dans laquelle chaque particule est modélisée par un champ quantique. Il permet de décrire la plupart des phénomènes qui ont lieu à l'échelle des particules. Les interactions faible et électromagnétique sont formalisées par une seule théorie : l'Electro-Dynamique Quantique (QED). L'interaction forte est quant à elle décrite par la ChromoDynamique Quantique (QCD).

Cette dernière a été proposée en 1973 par D. Politzer, F. Wilczek et D. Gross. Elle décrit l'interaction entre les partons¹. A l'échelle partonique, les processus d'interaction forte sont décrits par le Lagrangien de la QCD :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \underbrace{\bar{\psi}(i\mathcal{D} - m)\psi}_1 - \underbrace{\frac{1}{2}\text{Tr}(G_{\mu\nu}G^{\mu\nu})}_2$$

Le terme 1 de cette expression correspond au Lagrangien de Dirac qui décrit les quarks de masse m . Ces particules, dans le cadre de la QCD, sont modélisées par un champ quantique de Dirac sous la forme d'un spineur ψ . La dérivée covariante est définie par $\mathcal{D} = (\partial^\mu - igA^\mu)$, où A^μ représente le champ vecteur de l'interaction (les gluons) entre les quarks, et g la constante de couplage entre les partons.

Le terme 2 représente l'énergie cinétique et le couplage du champ de couleur véhiculé par les gluons. $G^{\mu\nu}$ est le tenseur associé au champ de gluons. Son développement $G^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu - ig[A^\nu, A^\mu]$ montre que les champs de gluons peuvent interagir entre eux, ce qui confère à la QCD une structure bien plus riche que celle de la QED où les photons n'interagissent pas entre eux.

Les calculs de probabilité des processus d'interaction partonique via la théorie quantique des champs sont très difficiles à réaliser. L'une des techniques de calcul consiste à représenter ces processus à partir de diagrammes de Feynman qui, quelle que soit leur complexité, peuvent être décomposés en trois sous-diagrammes de couplage élémentaires (c'est-à-dire avec un seul vertex) qui sont présentés figure A.1.

Les processus physiques sont classifiés par ordre selon leur complexité : un diagramme possédant deux vertex correspond à un processus dit *Leading-Order* (LO), trois vertex au *Next Leading-Order* (NLO), quatre vertex au *Next-to-Next Leading Order* (NNLO) et ainsi de suite.

A.3.1 La liberté asymptotique

L'interaction forte est caractérisée par un paramètre fondamental : la constante d'interaction α_s , qui définit l'intensité de la force de couleur portée par les partons. La constante de couplage de QCD s'écrit en fonction de la quantité d'impulsion échangée Q :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{a \times \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (\text{A.1})$$

¹Un parton est un terme générique qui désigne indifféremment les quarks et les gluons.

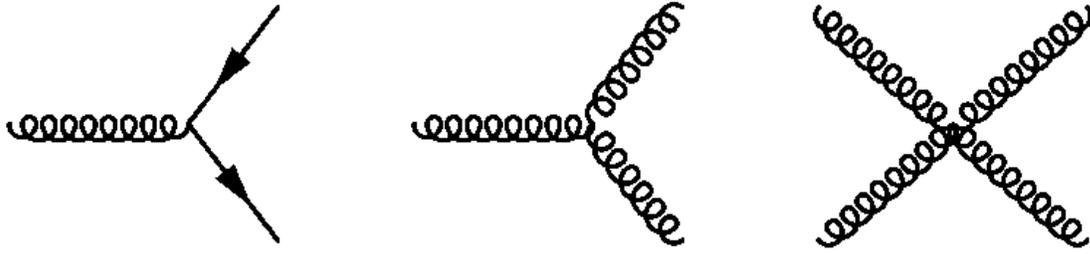


FIG. A.1 – Diagrammes de Feynman des interactions élémentaires de la QCD. De gauche à droite sont représentés les couplages d’un quark au gluon, d’un gluon au gluon et de deux gluons entre eux.

avec

$$a = \frac{11N_c - 2N_s}{2\pi N_c} \quad (\text{A.2})$$

N_c et N_s sont relatifs au nombre de couleurs et au nombre de saveurs des quarks. La grandeur Λ_{QCD}^2 définit la valeur de Q^2 à partir de laquelle les divergences sont absorbées : elle est fixée de manière empirique à 200 MeV . Lorsque $Q^2 > \Lambda_{QCD}^2$, le développement perturbatif peut donc être réalisé, c’est le régime perturbatif de la QCD. Dans le cas contraire, c’est-à-dire pour $Q^2 < \Lambda_{QCD}^2$, le développement en série n’est plus valide et les calculs analytiques ne sont plus possibles : c’est le régime non-perturbatif de la QCD. Puisque $N_c = 3$ et $N_s = 6$, la constante de couplage courante est une fonction décroissante de l’énergie qui s’annule vers l’infini. Plus Q^2 augmente, plus l’interaction entre les différents constituants de la matière devient faible : c’est la **liberté asymptotique** [9]. Le confinement des partons dans les hadrons s’explique donc qualitativement par cette variation de la constante de couplage α_s .

A.3.2 Les phases de la matière nucléaire

L’évaluation de la fonction de partition canonique Z [132] à partir du Lagrangien de QCD permet de calculer les grandeurs thermodynamiques classiques telles que la densité d’énergie ou la pression. La fonction canonique est construite à nombre baryonique nul avec un nombre de saveurs fixé, la matière nucléaire normale est essentiellement constituée des quarks u , d et éventuellement s . Cette fonction canonique peut s’écrire sous la forme suivante :

$$Z = \int [d\bar{\Psi}][d\Psi][dU] e^{\frac{-S_E}{\hbar}} \quad (\text{A.3})$$

avec $\Psi/\bar{\Psi}$ les fonctions d’onde des quarks, U le champ de gluons entre les différents quarks et S_E l’**action** de la chromodynamique dans l’espace euclidien.

A titre de rappel, les variables thermodynamiques sont déterminées à partir des rela-

tions suivantes :

- la densité d'énergie $\epsilon = \frac{T^4}{V} \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_V$
- la pression $P = T \left(\frac{\partial Z}{\partial V} \right)_T$

Prédiction de QCD sur réseau

Les calculs de QCD sur réseau permettent de traiter la chromodynamique quantique d'un point de vue non-perturbatif. Dans ce contexte, la QCD est formulée dans un continuum espace-temps de dimension finie discrétisé pour former une maille plus petite que 0.1 fm (dimension des partons). Les interactions de courte et longue portée sont alors résolues respectivement de manière analytique et numérique. Les quarks sont placés sur les noeuds du réseau et les champs de gluons sont considérés comme des variables de liens. Cette méthode, très lourde en ressources de calcul, permet d'étudier les caractéristiques de la transition de phase. Les figures A.2 présentent divers résultats issus des différentes simulations [10]. Les systèmes étudiés sont constitués de :

- deux quarks légers (u et d) (courbe rouge, en bas sur la figure de gauche)
- trois quarks (u,d,s) où les masses sont supposées identiques (courbe bleue, en haut sur la figure de gauche)
- trois quarks (u,d,s) avec une masse du quark étrange plus réaliste (courbe verte, au milieu sur la figure de gauche)

La transition de phase est prédite pour une température critique de T_c comprise entre 150 et 200 MeV. La densité d'énergie critique ϵ_c a été estimée à $0.9 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ et la densité baryonique ρ_c de 5 à 10 fois supérieure à celle de la densité ordinaire $\rho_0 = 0.17 \text{ nucléons} \cdot \text{fm}^{-3}$.

Les rapports P/T^4 et ϵ/T^4 en fonction de T/T_c révèlent une brusque augmentation de la densité et de la pression.

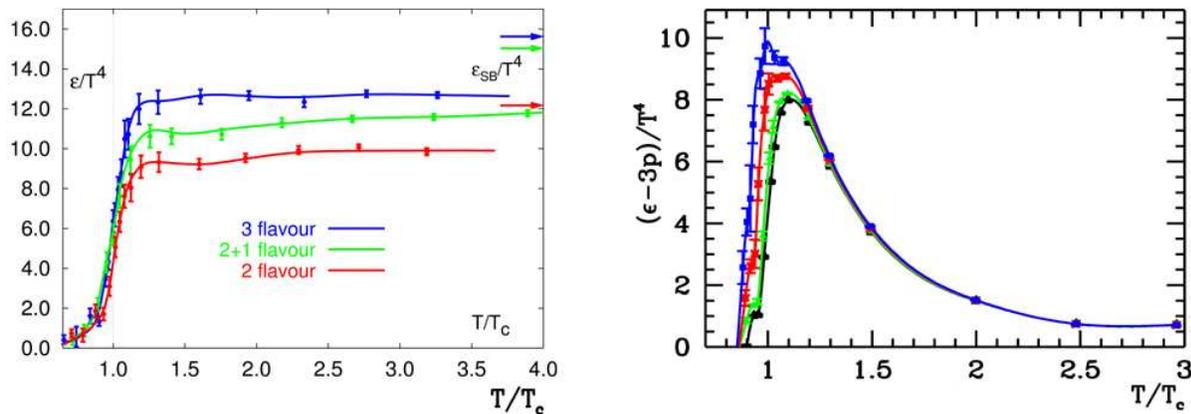


FIG. A.2 – Évolution de la densité d'énergie et de l'énergie d'interaction partonique en fonction de la température.

Sur la figure A.2 de gauche sont indiquées les limites de Stefan-Boltzman qui supposent que le milieu formé est un gaz de quarks et des gluons libres. Les différences sont liées aux

hypothèses sous-jacentes de ce modèle. En effet, dans ce dernier, le système est supposé être un gaz de quarks sans interaction ce qui est contraire au principe de la QCD où un champ de quarks est associé avec un champ de gluons A^μ . Ceci est confirmé par la figure A.2 à droite, représentant l'**énergie d'interaction** $\epsilon^{interaction} = \frac{\epsilon - 3P}{T^4}$ en fonction de la température : lorsque $T \rightarrow \infty$, $\epsilon^{interaction}$ est non nulle.

Ces mêmes calculs ont montré que l'ordre de la transition de phase dépend de la masse des quarks. Les deux scénarios retenus sont :

- transition du premier ordre qui correspondrait à une modification brutale de l'état du système avec une coexistence des deux phases.
- transition de type *cross-over* où le passage d'un état à l'autre se fait progressivement. Le milieu nucléaire s'apparente alors à un fluide.

Les derniers résultats expérimentaux provenant du RHIC² seraient plutôt en faveur du second scénario.

A.3.3 Diagramme de phase

La théorie QCD et la thermodynamique statistique permettent donc de prédire le diagramme de phase de la matière nucléaire. Celui-ci, de façon schématique, donne les différents états de la matière en présentant la température (T en MeV en ordonnée) en fonction de la densité baryonique (μ_B en abscisse). Une illustration de ce diagramme est donnée dans la figure A.3.

On distingue trois régions dans ce diagramme :

- Pour les faibles potentiels chimiques et les faibles températures : la matière hadronique y est décrite en terme de gaz de hadrons. Les degrés de libertés sont hadroniques.
- Une zone de transition pour laquelle la matière nucléaire subirait une transition de phase.
- La région des hautes températures et densités, qui représenterait la zone où est formé le plasma de quarks et de gluons. Les degrés de libertés sont partoniques.

L'astrophysique et le plasma de quarks et de gluons

Il est à noter que sur la figure A.3 est indiqué que la zone de hautes températures et de basses densités correspond à l'état de l'univers primordial, c'est-à-dire quelques 10^{-6} secondes après le Big-Bang. L'univers à cet instant aurait été sous forme d'un plasma de quarks et de gluons, avant son expansion et son refroidissement, qui a permis aux quarks et gluons de se combiner, d'être confinés au sein d'atomes pour donner l'univers tel que nous le connaissons. Il est intéressant de noter aussi qu'à T faible et grand potentiel chimique, il existe une phase dite de supraconductivité de couleur qui serait présente dans le coeur des étoiles à neutrons [133, 134]. On voit ici l'un des intérêts de l'étude de ce milieu déconfiné de quarks et de gluons : la possibilité de prévoir le comportement de la matière dans le coeur des étoiles par exemple, ou encore de comprendre la formation des particules élémentaires quelques fragments de microsecondes après le Big Bang.

²RHIC : Relativistic Heavy Ion Collider

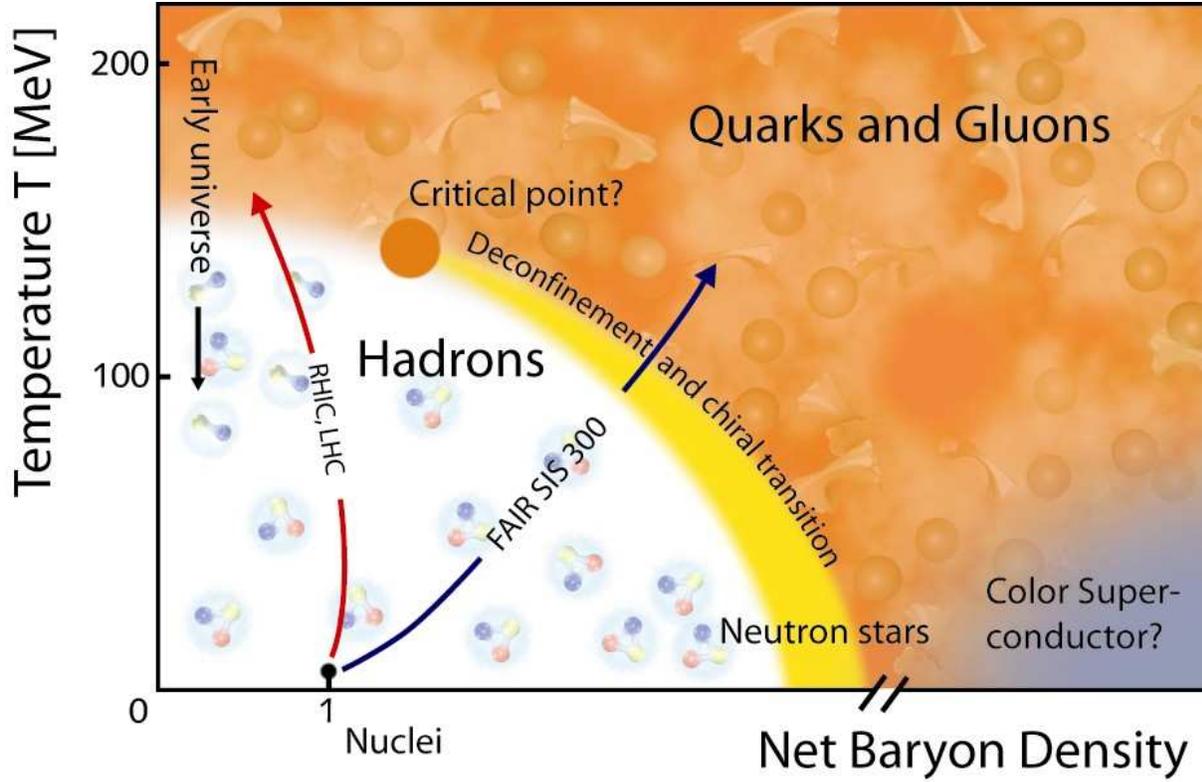


FIG. A.3 – Diagramme de phase de la matière nucléaire. Ici la densité baryonique est normalisée à la matière nucléaire ordinaire.

A.4 Effet LPM

L'effet LPM (*Landau - Pommerantchuk - Migdal*) dans le cas de l'électromagnétisme peut être expliqué comme suit. Prenons le cas d'un électron e incident, d'énergie E , dans le champ coulombien d'un noyau. Finalement, l'électron ressort avec une énergie E' en ayant rayonné un photon γ ($E_\gamma = E' - E$). En négligeant les impulsions transverses, le transfert d'impulsion longitudinale q_l au noyau est donné par :

$$q_l c = \sqrt{E^2 - (m_e c^2)^2} - \sqrt{E'^2 - (m_e c^2)^2} - E_\gamma \quad (\text{A.4})$$

soit pour E et $E' \gg m_e$

$$q_l c = E - \frac{(m_e c^2)^2}{2E} - E' + \frac{(m_e c^2)^2}{2E'} - E_\gamma = \frac{(m_e c^2)^2}{2EE'} E_\gamma \quad (\text{A.5})$$

En utilisant la relation de Heisenberg, l'incertitude sur la position de l'émission du photon (ou sa longueur de formation) vaut $l_f \simeq \hbar/q_l$

et quand $E_\gamma \ll E$ soit $E' \simeq E$

$$l_f \simeq 2 \frac{E}{m_e c^2} \frac{\hbar c}{E_\gamma} \quad (\text{A.6})$$

Pour des grandes valeurs du facteur de Lorentz de l'électron γ_e et des basses énergies de photons de bremsstrahlung, la longueur de formation :

$$l_f \simeq 2\gamma_e \frac{\hbar c}{E_\gamma} \text{ avec } \gamma_e = \frac{E}{m_e c^2} \quad (\text{A.7})$$

peut être très grande et atteindre des distances inter-atomiques. Dans ce cas, l'électron interagit de manière cohérente avec plusieurs atomes, mettant en jeu bremsstrahlung et diffusions multiples dans le même processus. Quand la diffusion multiple domine, le bremsstrahlung et la production de paires pour les γ sont considérablement atténués (effet LPM).

Dans le cas de la QCD, les centres diffuseurs ne sont plus chargés électriquement, mais chargés en couleur, le rayonnement émis est un rayonnement de gluons (on parle de "bremsstrahlung de gluons" ou "gluonsstrahlung")

A.5 Équation DGLAP

L'équation DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lapitov, Attarelli, Parisi) permet de prédire, en fonction de Q^2 , l'évolution des fonctions de structure. Elle est analogue à l'équation décrivant la variation du couplage fort avec Q^2 . C'est une des équations les plus importantes de QCD perturbatif. En posant $t = \mu^2$, sa forme générale est :

$$t \frac{\partial}{\partial t} q(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_0^1 dx \frac{d\xi}{\xi} P_{qq} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(t) \right) q(\xi, t) \quad (\text{A.8})$$

où la fonction (P_{qq}) a le développement perturbatif suivant :

$$P_{qq}(z, \alpha_s) = P_{qq}^{(0)}(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}^{(1)}(z) + \dots \quad (\text{A.9})$$

où ($P_{qq}^{(0)}$) est identique à la fonction de partition définie par la relation

$$P(\xi) = C_F \frac{1 + \xi^2}{1 - \xi} \quad (\text{A.10})$$

la variable z par la relation

$$z = \frac{|k^2|}{2\nu} \quad (\text{A.11})$$

et la variable ξ par la relation

$$\xi(z, x) = x + z - 2zx \sqrt{4x(1-x)z(1-z)} \quad (\text{A.12})$$

Les fonctions de partition ($P_{ab}^{(0)}$) s'interprètent comme la probabilité de trouver un parton de type a dans un parton de type b avec une fraction x du moment longitudinal du parton initial et un moment transverse négligeable devant (μ^2).

A.6 Analyse discriminante

A.6.1 Analyse en composante principale

La PCA, *Principal Component Analysis* ou Analyse en Composantes Principales, est une méthode mathématique qui permet de construire, à partir d'un échantillon de données dépendant d'un grand nombre de paramètres, un nouvel échantillon, dépendant d'un nombre plus petit de paramètres, en gardant le maximum d'information. Généralement, seul un ou deux des nouveaux paramètres sont conservés. Ils représentent une part importante de l'information. Voyons sommairement le principe de la PCA.

Un calcul matriciel va permettre de transformer les paramètres à l'image d'un changement de repère : le point de départ est la matrice des données dont les lignes correspondent aux particules et chaque colonne aux différents paramètres mesurés.

La matrice des données se présente alors sous la forme suivante :

$$\begin{array}{ccc} X_1 & Y_1 & Z_1 \\ X_2 & Y_2 & Z_2 \\ X_3 & Y_3 & Z_3 \\ X_4 & Y_4 & Z_4 \\ X_5 & Y_5 & Z_5 \\ X_6 & Y_6 & Z_6 \\ X_7 & Y_7 & Z_7 \\ X_8 & Y_8 & Z_8 \\ \dots & \dots & \dots \end{array}$$

où X Y Z sont les paramètres qui correspondraient dans notre cas aux énergie, dispersion et temps par exemple. L'indice représente le numéro de la particule dans l'échantillon mesuré. La matrice des variances-covariances est ensuite calculée et donne les coefficients de corrélation entre les différents paramètres, ce qui nous permettra de déterminer les nouveaux paramètres. Elle se présente comme suit

$$\begin{bmatrix} r_{xx} & r_{xy} & r_{xz} \\ r_{xy} & r_{yy} & r_{zy} \\ r_{xz} & r_{zy} & r_{zz} \end{bmatrix}$$

r_{xy} est le coefficient de corrélation entre le paramètre X et le paramètre Y, il est très comparable au coefficient de corrélation linéaire dans le cas d'une régression linéaire. Il se calcule comme suit :

$$r_{XY} = \frac{Cov(X, Y)}{\sqrt{V(X) \times V(Y)}} \quad (\text{A.13})$$

où

- Cov(X,Y) est la covariance entre les paramètres X et Y, V(X) est la variance du paramètre X.
- quand r=0 les paramètres sont totalement décorrélés,
- quand r=1 la relation est directe parfaite (les variables varient dans le même sens)

– quand $r=-1$ la relation est indirecte parfaite (les variables varient en sens opposé).

Voici une interprétation globale traditionnelle du coefficient de corrélation, selon G. De Landsheere (1992, p. 64) :

- $r = 0,20$: corrélation trop basse, en pratique considérée comme nulle ;
- $r = 0,20$ à $0,40$: corrélation basse ;
- $r = 0,40$ à $0,60$: corrélation plus marquée, mais elle ne permet pas encore de conclusion solide ;
- $r = 0,60$ à $0,80$: bonne corrélation ;
- $r = 0,80$: corrélation élevée.

Ces indications ne constituent que des points de repère grossiers et, utilisées telles quelles, elles peuvent conduire à des interprétations erronées. Une corrélation basse peut revêtir une signification statistique que cette méthode n'a pas pu repérer. La signification d'une corrélation varie d'ailleurs considérablement selon le nombre de sujets considérés.

La matrice de variance-covariance est symétrique et sa diagonale vaut toujours 1.

Nous allons maintenant utiliser cette matrice de variance-covariance pour déterminer une métrique qui permet de transformer nos paramètres en de nouveaux et en choisissant parmi eux, ceux qui ont le plus d'influence relative.

Les valeurs propres et les vecteurs propres de la matrice de variance-covariance sont calculés ; les valeurs propres nous donnent l'influence relative des nouveaux paramètres, si un ou deux paramètres comptent pour une part significativement plus importante que les autres, seuls ces paramètres sont conservés, ce qui permet de grandement simplifier le problème. La matrice des vecteurs propres de la matrice de variance-covariance est la métrique qui nous permet de transformer nos données en fonction des paramètres d'origine en de nouvelles données en fonction de nouveaux paramètres (un nouveau repère) :

$$\mathcal{M}_{donnees} \times \text{vecteurs propres de } \mathcal{M}_{covariance} = \mathcal{M}_{donnees \text{ dans le nouveau repere}} \quad (\text{A.14})$$

Et bien entendu, comme nous l'avons vu précédemment, il est possible de supprimer les nouveaux paramètres qui ne comptent que pour peu en regardant leur importance relative dans les valeurs propres. Nous sommes donc capables de déterminer un nombre réduit de paramètres principaux ; si nous choisissons des coupures judicieuses sur ces paramètres (composantes principales), nous devons être à même de séparer les différentes classes de données.

A.6.2 Analyse discriminante linéaire

Il existe, pour discriminer des classes, des méthodes qui déterminent les meilleures composantes et coupures pour déterminer l'appartenance d'une donnée à une classe. Voici l'une d'entre elles : l'analyse discriminante linéaire (ADL) :

L'analyse discriminante linéaire part de la connaissance de la répartition en classes des individus d'une population et cherche les combinaisons linéaires des variables décrivant les individus qui conduisent à la meilleure discrimination entre les classes. Cette méthode ne réduit pas le nombre de paramètres, elle cherche une droite de projection dans l'espace des données qui maximise la séparation des classes.

En effet le PID est un problème de classification et l'ADL est une méthode qui, à partir de données pour lesquelles la classe est connue, va pouvoir déterminer une (unique) variable, combinaison linéaire de toutes les autres, qui aura la meilleure séparation entre les classes. L'idée globale est de trouver un axe de projection qui maximise la séparation des classes.

Sur les figures A.4, A.5 et A.6, x et y sont des paramètres de mesure. Lorsqu'on applique des coupures classiques (figure A.4 et figure A.5) il faut choisir entre une bonne efficacité et un bon rapport signal sur bruit. Une coupure ADL permet de trouver un meilleur compromis (figure A.6).

Critère de Fisher

La direction optimale trouvée dépend évidemment du critère appliqué pour son calcul. Le critère le plus courant est celui de Fisher, c'est alors l'ADL de Fisher. L'intérêt de ce critère est, outre sa simplicité de mise en oeuvre, qu'il donne l'expression exacte de la direction de la droite ADL, sans qu'un algorithme de maximisation soit nécessaire : il y a bien maximisation, mais la solution est analytique.

Appelons Δ une droite et \vec{u} son vecteur directeur, projetons dessus les points des échantillons d'apprentissage. Soient μ_1 et μ_2 les moyennes des distributions des points projetés pour les classes 1 et 2 respectivement, et σ_1^2 et σ_2^2 les "dispersions" (variances non renormalisées par le nombre d'observations). Le critère de Fisher consiste à requérir que les moyennes des distributions soient les plus éloignées l'une de l'autre et que leurs largeurs soient les plus faibles possible, afin que le recouvrement des distributions soit minimal (voir figure A.7). Ceci se traduit par une maximisation de :

$$\lambda(\Delta) = \frac{|\mu_1(\Delta) - \mu_2(\Delta)|^2}{\sigma_1^2(\Delta) + \sigma_2^2(\Delta)} \quad (\text{A.15})$$

Sur la figure A.7, la variable x désigne la coordonnée ADL (c'est-à-dire l'abscisse curviligne sur la droite Δ), obtenue via le produit scalaire ; y désigne le nombre de coups. Un bon pouvoir discriminant exige non seulement que les moyennes soient éloignées, mais aussi que la largeur des distributions soit faible devant la distance entre les moyennes.

Dans la suite, nous appellerons n le nombre d'observables, \vec{u} le vecteur unitaire à n coordonnées caractérisant la droite Δ (elle-même caractérisant, conjointement avec la valeur de coupure, l'hyperplan séparateur entre les deux classes), et N_k , le nombre d'échantillons d'apprentissage de la classe k (pour notre exemple $k=2$ classes). L'ensemble de ces échantillons sera noté D_k .

Soit \vec{x} une observation (donc un vecteur à n coordonnées) : sa projection sur la droite Δ est simplement le produit scalaire avec \vec{u} et s'écrit $\vec{x} \cdot \vec{u}$. La moyenne d'une distribution est :

$$\vec{m}_k = \frac{1}{N_k} \sum_{\vec{x} \in D_k} \vec{x} \quad (\text{A.16})$$

On définit la matrice de variance inter-classe SB (pour *between-class scatter*) :

$$S_B = (\vec{m}_1 - \vec{m}_2) \cdot {}^t(\vec{m}_1 - \vec{m}_2) \quad (\text{A.17})$$

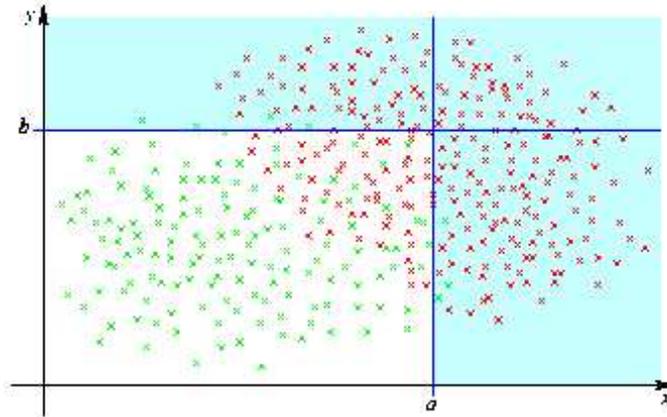


FIG. A.4 – Premier exemple avec deux coupures classiques : bonne efficacité.

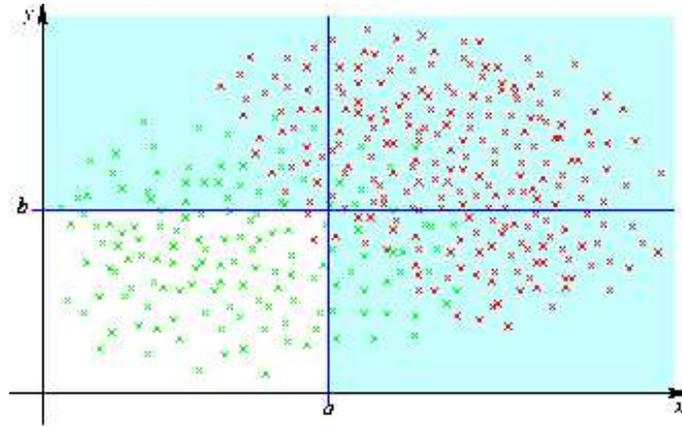


FIG. A.5 – Deuxième exemple avec deux coupures classiques : bon signal sur bruit.

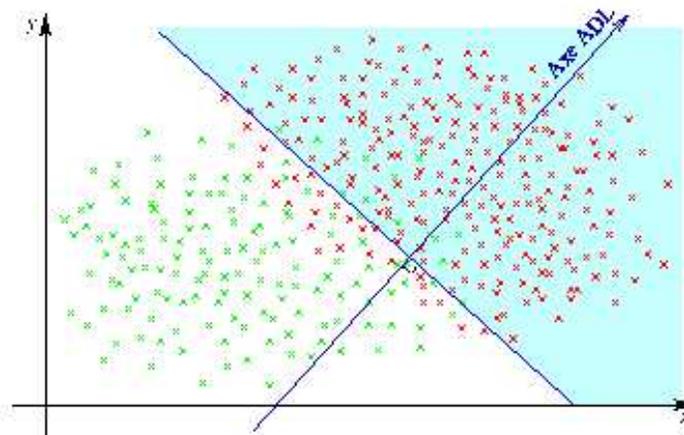


FIG. A.6 – Une projection sur l'axe ADL permet la sélection sur un unique critère : meilleur compromis.

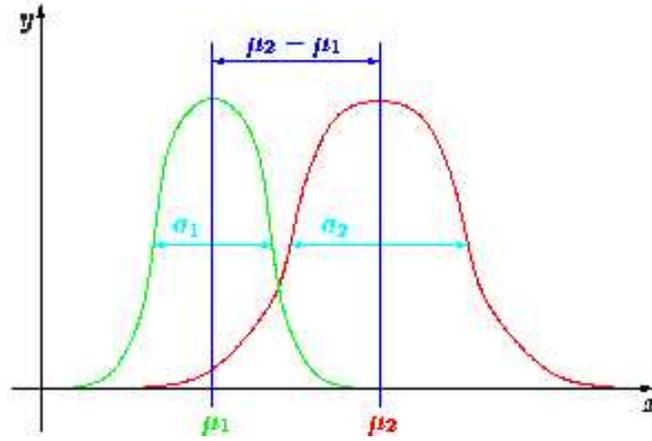


FIG. A.7 – Différenciation de classe par ADL

Et alors :

$$(\mu_1 - \mu_2)^2 = {}^t \vec{u} S_B \vec{u} \quad (\text{A.18})$$

De même la matrice de variance inter-classe S_w (pour within-class scatter) est définie comme :

$$S_W = \sum_k S_k \quad (\text{A.19})$$

avec

$$S_k = \sum_{\vec{x} \in D_k} (\vec{x} - \vec{m}_k) \cdot {}^t (\vec{x} - \vec{m}_k) \quad (\text{A.20})$$

On peut alors écrire le critère de Fisher matriciellement :

$$\lambda(\Delta) = \frac{{}^t \vec{u} S_B \vec{u}}{{}^t \vec{u} S_w \vec{u}} \quad (\text{A.21})$$

La maximisation de ce critère nous permet enfin de déterminer le vecteur de la droite ADL ; il s'agit de la normalisation de $S_w^{-1}(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)$:

$$\vec{u} = \frac{S_w^{-1}(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)}{\|S_w^{-1}(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)\|} \quad (\text{A.22})$$

Le critère de Fisher peut donc être résolu algébriquement, ce qui est très rapide en temps de calcul et évite de devoir implémenter un algorithme d'optimisation.

A.7 Simulation et reconstruction des données d'ALICE

A.7.1 Outils de traitement et AliRoot

Un environnement (*framework*) est un ensemble de logiciels qui permettent le traitement des données. Le rôle de l'environnement de travail pour l'expérience ALICE, AliRoot [110], est illustré sur la figure A.8 issue de [92]. Deux grands ensembles se dégagent, la simulation et la reconstruction. La simulation permet de simuler les caractéristiques de fonctionnement des détecteurs et leur réponse avant une utilisation réelle. La reconstruction fonctionne aussi bien avec des données simulées que réelles.

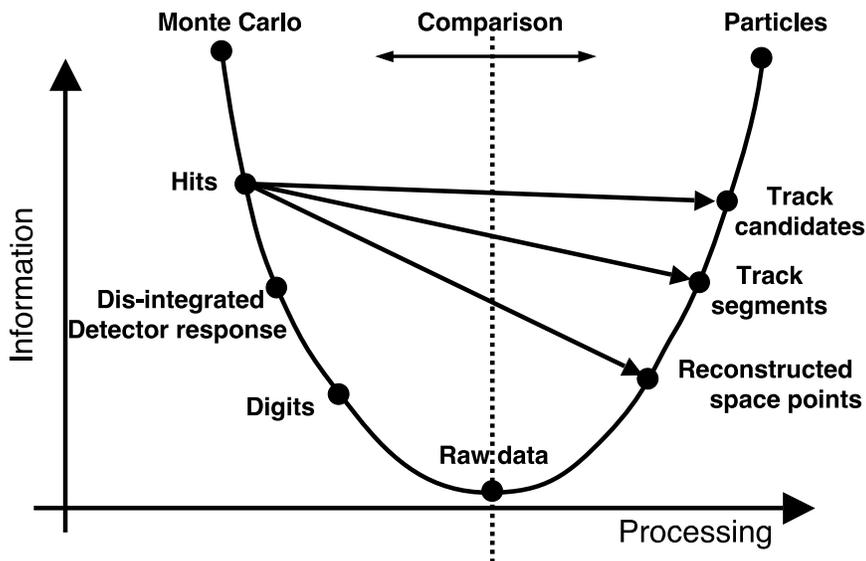


FIG. A.8 – Environnement de travail pour le traitement des données d'ALICE.

Les interactions primaires sont simulées grâce à des générateurs d'événements [83, 120] et l'arbre des cinématiques (*kinematic tree*) résultant peut être, ensuite, utilisé pour simuler la propagation des particules. Un générateur d'événements produit des particules avec les valeurs de leur quantité de mouvement. L'ensemble de l'historique de production de ces particules est conservé (sous la forme de relations de descendance et avec les propriétés du vertex de production). Cet historique constitue l'arbre des cinématiques. Le code de propagation prend en charge le cheminement des particules issues des générateurs, au travers des différents détecteurs, et génère le résultat des impacts, soit les *hits*³ qui, selon

³Par souci d'efficacité et de cohérence par rapport aux nombreuses références ALICE, certains angli-

la terminologie ALICE, signifie "dépôt d'énergie à un point donné". Ces informations sont de nature analogique. Le *hit* contient aussi l'information appelée "*track label*", label de la trace qui concerne la particule impliquée. Dans le cas des calorimètres (PHOS et EMCAL), le *hit* est l'énergie déposée dans l'ensemble du volume actif d'un élément de détection. Dans un deuxième temps, la réponse du détecteur est prise en compte, et le *hit* est transformé en nombre entier et devient un "*digit*". Ce *digit* correspond au résultat de la numérisation du signal électrique produit dans le détecteur.

La transformation des *hits/tracks* en *Digits*/détecteurs est notée sur la figure A.8 comme la réponse à la désintégration (*disintegrated response*). Dans le cas des particules instables, leur désintégration se produit lors de la phase dite *disintegrated response*, mais les caractéristiques de la particule originelle sont récupérables grâce au repérage avec le label de trace. Il existe deux types de *Digits* : les *summable Digits* ou *Digits* sommables, où des seuils bas sont utilisés ; ils peuvent être additionnés pour obtenir les *Digits*, qui donnent des résultats similaires à ceux qui seraient obtenus dans une prise de données réelle. D'une certaine façon, les *summable Digits* sont les précurseurs des *Digits*. La simulation du bruit de fond est effectuée quand les *Digits* sont produits.

Un aspect différenciant les *Digits* des données brutes (*raw data*) produites par les détecteurs est que l'information sur les particules générées est conservée comme donnée par la suite. Les *summable Digits* sont utilisés pour constituer un "mélange d'événements". Dans cette technique, le signal d'un événement est ajouté à celui d'un événement sous-jacent qui constitue généralement le bruit de fond. Cette technique permet des économies substantielles de ressources informatiques.

Après la création des *Digits*, les chaînes de reconstruction et d'analyse peuvent être utilisées pour évaluer les performances des détecteurs et des algorithmes. La reconstruction peut être faite à partir des *Digits* ou des données brutes, réelles ou simulées. L'utilisateur de cet environnement de travail peut intervenir à n'importe quel moment du cycle présenté précédemment, remplacer n'importe quelle partie du code ou introduire sa propre analyse de données. Les interfaces avec l'utilisateur et les entrées/sorties de données font partie de l'environnement de travail, tels que des outils de visualisation ou d'analyse. Toute procédure nouvelle d'intérêt général est ajoutée à l'environnement. L'ensemble évolue continuellement en fonction des besoins de la communauté des physiciens. Les principes de base qui ont guidé le développement d'ALIRoot sont la possibilité de réutilisation et la modularité. En effet, l'objectif était de limiter la proportion de code inutilisé ou réécrit et de maximiser la participation des physiciens au développement du code.

A.7.2 La chaîne de simulation-reconstruction

Voyons maintenant en détail la chaîne de simulation et de reconstruction décrite sur la figure A.8.

A.7.3 Simulation

Les collisions d'ions lourds produisent un très grand nombre de particules dans l'état final, ce qui rend la reconstruction et l'analyse de tels événements très compliquées. Le

cismes seront utilisés par la suite

développement des détecteurs et des algorithmes de reconstruction requiert donc une simulation précise et prédictive de la réponse des différents éléments du détecteur. Les prédictions de certains modèles, comme ceux présentés dans le premier volume de "Physical Performance Report" [92], pour la multiplicité des particules chargées, varient de 1400 à 8000 particules par unité de rapidité dans la partie centrale. L'expérience a été conçue à une époque où la plus haute énergie disponible dans le centre de masse pour des collisions nucléon-nucléon était de 200 GeV par paire de nucléons, soit environ 30 fois moins que celle du LHC. La multiplicité mesurée à RHIC suggère que celle du LHC sera dans l'intervalle bas. Malgré cela, l'extrapolation est si grande qu'ALICE doit être conçue en prenant la plus haute multiplicité prévue.

La simulation des processus impliqués dans la propagation, au sein des détecteurs, des particules issues des interactions primaires est confrontée à un certain nombre de difficultés :

- Les générateurs d'événements existants donnent différentes valeurs pour les paramètres tels que la multiplicité attendue, la dépendance en p_T et en rapidité aux énergies du LHC.
- Une grande partie des signaux physiques, tels que la production d'hyperons, les phénomènes à haut p_T , les quarkonia, etc. ne sont pas correctement reproduits par les générateurs existants.
- La simulation de phénomènes de très petite section efficace demanderait des ressources informatiques conséquentes pour simuler un nombre d'événements équivalent à celui qui est attendu dans les mesures expérimentales.
- Les générateurs actuels ne reproduisent pas la topologie des événements tels que les corrélations de moments, les effets d'écoulements (*flow*), etc.

Malgré cela, pour permettre une simulation efficace, l'environnement de travail pour la simulation permet un certain nombre d'options :

- Un accès à des générateurs externes tels que HIJING [83] (Heavy Ion Jet INteraction Generator), utilisé pour la simulation des collisions Pb-Pb ;
- un signal paramétré, sans signe particulier, appelé "événement sous-jacent", produit en spécifiant la multiplicité ;
- Des signaux rares pouvant être générés en utilisant des générateurs externes comme PYTHIA [120] ou de simples représentations paramétriques des distributions en impulsion transverse et en rapidité définies dans des bases de données ;
- Un outil qui permet d'additionner des événements issus de différents générateurs ;
- La possibilité de combiner des événements sous-jacents avec un événement contenant un signal, et ce au niveau des particules primaires ou au niveau des *summable Digits* ;
- Un traitement postérieur (*afterburner*), utilisé pour introduire des corrélations de particules de façon contrôlée. Ce traitement postérieur est effectué par un programme qui change la valeur des impulsions des particules créées par un autre générateur.

L'environnement de simulation permet la simulation des collisions primaires, celle des particules issues de ces collisions, la propagation des particules dans le matériau du détecteur, la simulation du dépôt d'énergie (*hit*) dans les composants du détecteur, leur réponse sous forme de *Digits* additionnables, la génération des *Digits* à partir de *Digits* additionnables avec un éventuel mélange à un événement sous-jacent et la création des

données brutes. La chaîne de simulation est présentée plus en détail dans la partie suivante.

Création du chargeur, "loader"

C'est un objet stocké dans un fichier et qui permet l'indexation et la gestion des différents objets qui seront créés pendant la chaîne de simulation-reconstruction.

Génération des particules

Différents générateurs peuvent être utilisés pour reproduire les particules issues de la collision. Ces générateurs sont décrits en détail dans le ALICE PPR Volume I [?] Il existe plusieurs types de générateurs :

- Les générateurs externes tels que PYTHIA et HIJING ;
- Les générateurs exploitant des fichiers externes d'événements ;
- Les générateurs de particules (résonances de saveurs lourdes, par exemple), qui produisent ces particules d'après des distributions d'impulsion transverse et de rapidité issues d'expériences (par exemple les saveurs lourdes au Tevatron) ;
- Les générateurs de particules : μ^\pm , e^\pm , p ,... en un point (x,y,z) fixé ou dans une boîte de taille donnée.

Monte-Carlo virtuel

Il s'agit de la simulation des particules traversant le matériau du détecteur. Cette procédure Monte-Carlo fait aussi l'interface avec la géométrie implémentée des détecteurs. Les codes Monte-Carlo utilisés dans ALICE sont GEANT 3.21, GEANT 4 et FLUKA [135, 136].

Géométrie des détecteurs

L'interface Monte-Carlo virtuel crée et initialise la configuration des différents modules du détecteur en prenant en compte les différents matériaux, la carte des champs magnétiques, les différentes géométries.

Vertex et particules

Dans le cas d'événements mélangés avec un événement sous-jacent, le vertex primaire est celui de l'événement sous-jacent. Sinon, le vertex est celui spécifié par le générateur utilisé. Ensuite, les particules issues de la collision sont mises sur la "pile" (*stack*), puis le code Monte-Carlo gère la propagation des particules au travers des détecteurs.

Hits et référence de traces

Le code Monte-Carlo simule la propagation d'une particule pas à pas. A chaque étape, et selon le module où la particule est localisée, un *hit* est généré, en conservant la référence à la particule dont le *hit* est issu (*track reference* ou référence de trace). Le code GEANT 3 prend en charge cette propagation et les interactions des particules générées dans les matériaux des détecteurs. Il crée les informations dites *Kinematics*, qui sont les

caractéristiques des particules créées par le générateur d'événement, et les propriétés de la cinématique associée à ces particules filles vers les détecteurs. Un fichier est alors construit, à partir duquel sont créés les *Hits*, avec GEANT. Les traces générées et les caractéristiques des *hits* dans les détecteurs sont stockées dans des arbres. La géométrie des détecteurs est introduite dans GEANT sous forme de déclaration de volumes actifs. Le code GEANT discrétise les trajectoires des particules en fonction du temps et les différents processus et interactions sont évalués de façon probabiliste. Quand une trace sort d'un volume actif du détecteur ou est stoppée à l'intérieur de celui-ci, les informations telles que la perte d'énergie dans un scintillateur, le temps de vol, l'impulsion de la particule sont écrites dans l'arbre de *Hits* de l'événement considéré. Dans le cadre d'ALIROOT, chaque sous-détecteur est un module indépendant. Les modules contiennent leur propre structure de données.

Les *Hits* sont convertis ensuite en un signal reproduisant celui qui est délivré par le détecteur. Les *Digits* reproduisent la réponse idéale du détecteur aux *hits*, soit le signal électrique de sortie. La réponse est spécifique à chaque détecteur. La numérisation est présentée dans les deux parties suivantes.

***Digits* additionnables**

Quand tous les *hits* ont été créés, les *Digits* sont à leur tour calculés en additionnant le signal délivré par le détecteur à partir des *hits* dans le volume actif concerné : le dépôt d'énergie est simulé dans les matériaux des détecteurs, il en résulte des données brutes avant l'addition du bruit et avant l'influence des coupures. Cette étape s'effectue séparément pour chaque détecteur. Pour chaque événement, les *hits* sont lus ; le code détermine dans quel volume actif ils sont, puis écrit le signal équivalent dans un fichier spécifique à chaque détecteur.

Digits

Les *Digits* sont l'équivalent des *Raw Data*. A ce stade, les *summable Digits* sont sommés dans chaque volume actif et mélangés avec le bruit de fond électronique. Puis les coupures sur le seuil minimum en énergie sont effectuées. C'est aussi à ce moment qu'il est possible de faire le mélange avec les *SDigits* issus d'une autre simulation, notamment pour ajouter le bruit de fond d'une collision d'ions lourds avec une simulation d'un signal particulier, de manière à réduire le temps de simulation et l'espace disque nécessaire.

Dans le cas d'EMCal, la procédure peut être décrite succinctement de la manière suivante. Pour chaque tour du détecteur, s'il y a un signal (*SDigits*) et éventuellement, après addition des signaux s'il y en a plusieurs, est ajouté un signal lié au bruit (électronique, fluctuation de scintillation...). Ensuite, éventuellement, un signal d'une autre simulation est pris en compte. Après la suppression des *Digits* de valeur inférieure à un certain seuil, l'arbre contenant les *Digits* est rempli. Le signal des *Digits* est l'équivalent du signal à la sortie de l'électronique des détecteurs (*Raw Data* pour les données issues de l'expérience). Après la simulation, un fichier indexe les différents fichiers de données et contient les informations du chargeur *loader*.

Pour EMCAL, par exemple, les *Digits* contiennent chacun un identifiant ID pour savoir de quelle partie du détecteur il provient. De plus, via la géométrie implémentée du détec-

teur, la correspondance entre ID et emplacement du module concerné peut être retrouvée. Les *Digits* contiennent aussi l'amplitude du signal et l'instant auquel le *digit* est "émis".

Une dernière possibilité pour la partie simulation est d'écrire les données sous le format de celles qui seront obtenues lors des vraies expériences au LHC (voir la figure A.8).

A.7.4 Reconstruction

Le développement de l'environnement de reconstruction est lié aux contraintes suivantes :

- fournir les données nécessaires à une analyse physique ;
- maximiser l'efficacité, la pureté et la résolution ;
- flexibiliser autant que possible. La reconstruction doit pouvoir se faire même si un sous-détecteur n'est pas opérationnel. C'est pourquoi la reconstruction est faite pour chaque sous-détecteur et est capable de :
 - trouver les traces des particules en commençant par une "graine" (*seed*) fournie par un autre détecteur (la graine est le point de départ pour la reconstruction de la trace d'une particule) ;
 - trouver les traces des particules sans information d'aucun autre détecteur ;
 - propager les traces de particules vers les autres détecteurs, vers l'extérieur ou l'intérieur.
- recourir, autant que possible, aux mêmes algorithmes de reconstruction pour les différents modules du détecteur.

La figure A.8 illustre les différentes étapes de la reconstruction.

La reconstruction est un ensemble d'algorithmes propres à chaque sous-détecteur opérant la transformation des données simulées (*Digits*) ou non simulées (*Raw Data*) issues d'un détecteur, en grandeurs physiques significatives utilisées par les analyses ultérieures. La conception modulaire de la reconstruction dans AliRoot permet au code d'être compilé dans des bibliothèques partagées, séparées, et d'être exécuté indépendamment des autres parties d'AliROOT. Pour chaque fichier d'entrée, la reconstruction utilise les *Digits* dans un format ROOT [137] spécifique, plus pratique pour le développement. La reconstruction peut aussi se faire à partir des données brutes, correspondant au signal de sortie des vrais détecteurs ; en fait la reconstruction est identique quelles que soient les données d'entrée, simulées ou provenant de l'expérience. Ce sont les mêmes algorithmes et les mêmes formats. La seule différence est qu'il est possible de garder certaines informations dans les *Digits* provenant de l'amont de la simulation, comme la filiation des particules (de la décroissance de quelle particule provient le *digit* par exemple). Les fichiers de sortie de la reconstruction sont les ESD (*Event Summary Data*) qui contiennent les traces reconstruites des particules chargées (avec les identifications correspondant aux particules), les topologies de cascades et les reconstructions de particules neutres dans les calorimètres.

Digits

Ce sont les signaux numérisés (coups ADC) obtenus dans les éléments actifs du détecteur à un certain moment, point de départ de la reconstruction, qui sont le résultat final de la simulation.

Agrégat (*Cluster*)

C'est, pour simplifier, un groupe de *Digits* adjacents (dans l'espace et/ou le temps) pour lesquels il est présumé qu'ils ont été générés par la même particule traversant un élément actif du détecteur. Il s'agit de la première étape de la reconstruction, réalisée séparément pour chaque détecteur sans échanger d'information entre eux. Celle-ci peut se faire à partir des *Digits* dans le cas des simulations, ou bien à partir des données brutes pour une prise de donnée réelle. Différents algorithmes sont utilisés pour éviter les recouvrements de deux agrégats provenant de deux particules différentes. En outre des sélections ou coupures sont choisies selon le détecteur pour limiter le bruit de fond. Il est de coutume, souvent, de parler de reconstruction locale pour cette étape, pour signifier le fait qu'à ce moment, les différentes parties du détecteur sont indépendantes dans le traitement des informations.

Définition du vertex (*Vertexing*)

La reconstruction de la position du vertex primaire dans ALICE est faite en utilisant le détecteur à pixel silicium que constituent les deux couches les plus internes de l'ITS. L'algorithme commence par regarder la distribution de la coordonnée z des points reconstruits dans la première couche du détecteur. Pour un vertex ayant une coordonnée $z_{\text{vrai}} = 0$, la distribution est symétrique et son centroïde (z_{cen}) est très proche de la position nominale du vertex. Quand le vertex primaire est décalé le long de l'axe z , une part croissante de *hits* sera perdue et le centroïde de la distribution ne donne plus la position du vertex. Mais pour un vertex situé assez près de $z_{\text{vrai}} = 0$, c'est-à-dire jusqu'à environ 12 cm, le centroïde de la distribution est encore corrélé à la position vraie du vertex. Les effets de saturation à large z_{vrai} ne sont pas critiques, du fait que cette procédure sert à obtenir une position approximative du vertex dans le but d'introduire des coupures sur z . Pour obtenir la position finale du vertex, les corrélations entre les points z_1 et z_2 des deux couches du détecteur sont utilisées. Plus de détails sur cette technique sont disponibles dans [82]. Si un objet `vertexer` est créé, et à cet instant, seulement, l'ITS est utilisé pour la détermination de la position du vertex. La position du vertex sera recalculée une fois la reconstruction des traces achevée.

Trace reconstruite

Cela concerne les "*reconstructed tracks*", ou "*tracks*", ou traces... C'est un ensemble de paramètres (comme la courbure et les angles par rapport aux coordonnées du détecteur) de la trajectoire de la particule qui passe par différents points reconstruits. Cette reconstruction de traces concerne les différents détecteurs impliqués dans la trajectographie d'ALICE. Le principe de recherche de traces repose sur une méthode locale basée sur le filtre de Kalman : celui-ci commence à partir de la couche externe de la TPC (la densité de traces y est plus faible) où il sélectionne les traces candidates à partir des agrégats possibles et les prolonge dans tout le volume de la TPC, vers l'intérieur. Quand cette recherche est arrivée au rayon interne de la TPC, le "*tracker*" (algorithme de reconstruction des traces) tente de propager les traces vers l'ITS en plusieurs passages : avec et sans contrainte sur la position du vertex estimée à l'étape précédente (voir le

paragraphe A.7.4). À partir des traces supposément primaires trouvées, l'algorithme de reconstruction de traces donne une estimation beaucoup plus précise de la position du vertex primaire. C'est à partir de cette dernière qu'il effectue un deuxième passage, de l'intérieur vers l'extérieur cette fois, par l'ITS, la TPC et les autres sous-détecteurs (TRD, TOF...). Pour finir, un dernier passage est effectué, de l'extérieur vers l'intérieur, pour obtenir les paramètres des traces au niveau du vertex.

Le filtrage de Kalman est une méthode assez générale et puissante pour les estimations et les prévisions. Lorsqu'elle est appliquée à la reconstruction des traces, elle présente de nombreuses propriétés intéressantes :

- Il s'agit d'une méthode de reconnaissance simultanée de reconstruction et de détection des traces.
- Il existe une possibilité de rejeter les points de l'espace incorrects "à la volée", en un seul passage. La présence de ces points incorrects peut apparaître comme une conséquence des imperfections dans la détection des agrégats. Ils peuvent être dus au bruit ou à des points provenant d'autres agrégats associés accidentellement. Dans les autres méthodes, des passages supplémentaires sont généralement nécessaires pour se débarrasser de points attribués à tort.
- En cas de diffusions multiples, les mesures des traces sont corrélées, et donc de grandes matrices (de la taille du nombre de points de mesure) auraient besoin d'être utilisées durant la reconstruction des traces. Dans le recours au filtre de Kalman, seules des matrices jusqu'à 5×5 sont considérées, mais autant de fois qu'il y a de *space-points* (points dans l'espace), ce qui est beaucoup plus rapide.
- Les dispersions multiples et les pertes d'énergie sont gérées d'une façon plus simple que dans le cas des méthodes globales.
- Elle permet plus facilement l'extrapolation des propriétés d'un détecteur à celles d'autres (par exemple de la TPC à l'ITS ou au TRD).

En plus de la position spatiale des traces reconstruites, le *tracker* permet d'obtenir une identification des particules. Dans l'ITS et la TPC, celle-ci est obtenue par la perte d'énergie par unité de distance (dE/dx) et est valable pour les faibles impulsions. Dans le cas d'impulsions de valeur plus élevée, l'identification se fait de manière plus efficace avec le HMPID et le TOF. Toutes ces informations d'identification sont combinées sous forme d'une approche de type Bayésien, associant finalement à chaque trace reconstruite les probabilités d'être telle ou telle particule (voir la partie 3.2).

Agrégats (*Clusters*) dans les calorimètres

Les calorimètres d'ALICE ne sont pas des détecteurs de reconstruction de traces. Il est prévu de pouvoir prolonger les traces dans EMCal pour améliorer l'identification des traces, mais les données qui en sortiront seront des agrégats, c'est-à-dire des points de l'espace correspondant au volume actif du détecteur où les particules ont interagi et les informations qui y sont disponibles. C'est à partir de la considération de ces agrégats que nous allons pouvoir isoler des photons pour l'étude des γ -jets.

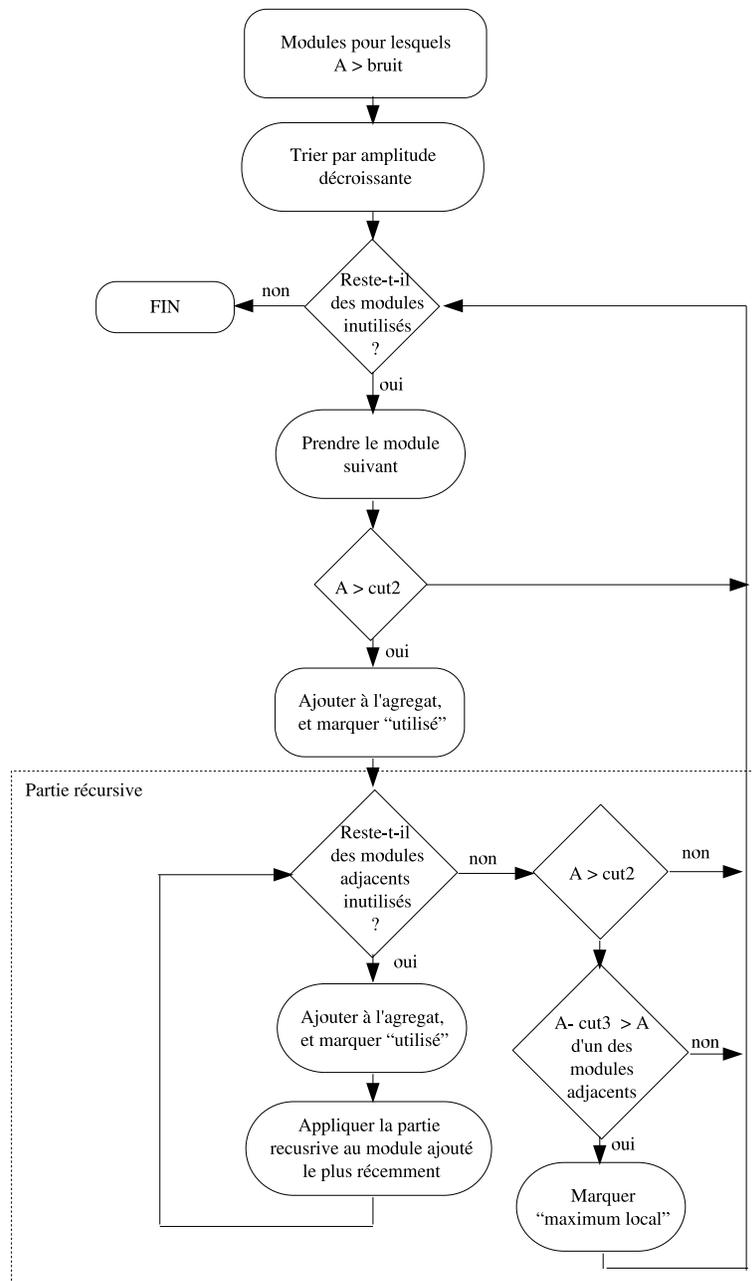


FIG. A.9 – Algorithme de reconstruction des agrégats. La quantité A est la valeur ADC d’une cellule. La signification des coupures $cut2$ et $cut3$ est décrite dans le texte. Cet algorithme s’inspire de celui de PHOS. Actuellement, la recherche de minimums locaux est en développement pour EMCal

Algorithme de reconstruction des agrégats

Le corps de la reconstruction dans EMCal est l’algorithme de reconstitution d’agrégats. La figure A.9 présente un diagramme du programme de reconstruction des agrégats. Un agrégat correspond à un ensemble de modules EMCal adjacents dont la valeur ADC

est supérieure à un seuil de bruit. Deux modules sont adjacents s'ils partagent une face ou un coin. Dans un premier temps, tous les modules dont l'amplitude du signal est supérieure au seuil de bruit sont classés par amplitude décroissante. Ensuite, un agrégat est formé autour du premier module pour lequel la valeur ADC est supérieure à $\text{cut}2$. Puis le module suivant (parmi ceux qui ne sont pas encore utilisés) est pris pour centre du nouvel agrégat et ainsi de suite. Si l'un des modules possède une valeur ADC supérieure à $\text{cut}2$, et qu'en même temps cette valeur est supérieure à celles dans les modules adjacents par au moins la valeur $\text{cut}3$, alors ce module est étiqueté en tant que maximum local (développement en cours). Lorsqu'un module est reconstruit, il est vérifié si l'énergie totale de l'agrégat dépasse un autre seuil $\text{cut}4$ pour valider cet agrégat comme étant réellement un agrégat. Cette technique est très sensible au choix des valeurs des seuils $\text{cut}2$ et $\text{cut}4$; actuellement, ces valeurs sont respectivement de 50 et 100 MeV pour les collisions proton-proton, 450 et 500 MeV dans le cas des collisions plomb-plomb (tableau A.3). Le travail sur les maxima locaux et la déconvolution de plusieurs agrégats mélangés est en cours. Ce travail permettra d'obtenir une meilleure résolution en énergie des agrégats et de différencier deux particules dans un même agrégat, par exemple dans le cas des décroissances de pions neutres qui sont abordées dans la partie 3.4.

Paramètre	proton-proton	plomb-plomb
Energie minimum déposée dans les modules [MeV]	50	100
Energie minimum de l'agrégat [MeV]	450	500

TAB. A.3 – Paramètres de reconstitution d'agrégats pour EMCal.

Position de l'agrégat

La méthode la plus robuste pour estimer les coordonnées d'une particule incidente créant un agrégat est de calculer le centre de gravité de la gerbe électromagnétique qu'elle crée en interagissant dans le détecteur, soit :

$$x_{\text{rec}} = \frac{\sum x_i w_i}{\sum w_i} \quad (\text{A.23})$$

où x_i est la coordonnée x du centre du module i et $w_i = E_i/E_T$, avec E_i , l'énergie déposée dans le module i et $E_T = \sum E_i$. Il est nécessaire d'obtenir le graphique appelé courbe en S (*S-shaped curve*) qui explicite la dépendance de la coordonnée de l'impact réel x_{inc} en fonction de la coordonnée de l'impact reconstruit x_{rec} (ceci peut être obtenu lors de tests sous faisceau), et d'établir une représentation paramétrique de cette distribution qui sera utilisée pour déterminer la coordonnée de la particule incidente [138].

Il existe une méthode plus simple pour estimer la coordonnée incidente. En effet, au lieu de rechercher une représentation paramétrique de la courbe en S, il est possible d'utiliser l'équation A.23. Mais au lieu d'utiliser un poids linéaire, les poids sont calculés à partir de l'équation A.24 développée dans [138] :

$$w_i = \max[0, w_0 + \log(\frac{e_i}{E})], \quad (\text{A.24})$$

où w_0 est un paramètre libre, dont la valeur ici est de 4,5. Cette méthode est préférable à la première, car elle ne nécessite pas de représentation complexe ni une connaissance détaillée de la géométrie du détecteur, ce qui la rend plus facile à appliquer.

A.7.5 ESD

Les ESD, ou *Event summary data*, sont les fichiers de sortie issus de la reconstruction qui contiennent les informations physiques liées aux détecteurs concernés. C'est à partir de ces fichiers, disponibles via AliEn et la grille de calcul, que seront menées les analyses d'ALICE. Un fichier ESD contient :

- des champs pour identifier l'événement, comme le numéro d'événement, le numéro de session (*run*), le type de l'événement, le type de *trigger*, la version de reconstruction etc ;
- les énergies reconstruites dans le ZDC et le nombre de participants ;
- l'information sur le vertex primaire :
 - * position en z du vertex estimée par le T0 ;
 - * position estimée par le SPD ;
 - * position estimée en utilisant la reconstruction des traces ;
- l'instant de la collision estimé par le T0 de l'interaction ;
- les vecteurs des traces ESD, HLT, MUON, PMD, TRD ;
- le vecteur des vertex V^0 , cascades de décroissances ;
- le vecteur des agrégats des calorimètres EMCal et PHOS ;
- les index des informations d'EMCal et PHOS, liés aux agrégats cités précédemment.

Les ESD sont générés à la fin de la reconstruction et seront conservés dans les Tier-1 pour analyse ultérieure. Les analyses se font en accédant à ces ESD pour lecture et sont les objets qui ont été utilisés pour le travail présenté dans cette thèse. Cette méthode permet de limiter la taille des fichiers à analyser, et est nécessaire pour l'analyse distribuée sur la grille de calcul.

Index

- γ -jets, 3, 20, 23, 94
- énergie transverse, 99
- modèle standard, 1
- algorithmes de cône, 26, 99, 105
- ALICE, 43, 47, 49, 70, 94
- AliRoot, 69
- ATLAS, 46, 70
- CERN, 25, 43
- CMS, 47, 70
- Collisionneurs, 2
- Collisions d'ions lourds ultra-relativistes, 2, 25, 70, 107
- critère d'isolement, 97
- Diagramme des phases de la matière nucléaire, 2
- efficacité, 88, 97
- EMCal, 61, 69, 72, 94
- FMD, 51
- Fonction de fragmentation, 34, 35, 113, 115
- forme de la gerbe électromagnétique, 77
- fragmentation des jets, 8
- grille de calcul du LHC, 49
- HIJING, 37, 95
- HMPID, 58
- Hump-backed plateau, 34, 35, 116
- ITS, 54, 69, 94
- jet, 8, 25, 69, 99
- jet quenching, 10–12, 14, 15, 18, 28, 31
- LHC, 43, 45, 46
- LHCb, 47
- LHCf, 48
- liberté asymptotique, 1
- LPHD, 10
- méthode Bayésienne, 71
- modélisation simple, 35
- modification de la distribution HBP, 18, 34
- modification du hump-backed plateau, 125
- PHOS, 60
- PID, 71, 97
- Plasma de Quarks et de Gluons, 1, 2, 20, 70
- PMD, 53
- processus durs, 6, 20, 23, 69
- pseudo rapidité, 99
- pureté, 88, 97
- PYQUEN, 16
- PYTHIA, 37, 95
- QCD, 1, 10, 11, 20, 21
- QED, 1
- rapidité, 99
- RHIC, 10, 30, 44
- T0, 53
- TEVATRON, 43
- TOF, 58
- TOTEM, 48
- TPC, 56, 69, 94
- TRD, 57
- V0, 52
- ZDC, 53

Bibliographie

- [1] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles* (John Wiley & Sons, Inc., 1987), ISBN 0-471-60386-4.
- [2] J. L. Rosner, *Resource letter : The standard model and beyond*, Am. J. Phys. **71** (2003) 302–318, doi :10.1119/1.1539087, hep-ph/0206176.
- [3] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. **8** (1964) 214–215, doi :10.1016/S0031-9163(64)92001-3.
- [4] C. N. Yang et R. L. Mills, *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, Phys. Rev. **96** (1954) 191–195, doi :10.1103/PhysRev.96.191.
- [5] S. L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579–588, doi :10.1016/0029-5582(61)90469-2.
- [6] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions* Originally printed in Svartholm : Elementary Particle Theory, Proceedings of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden, Stockholm 1968, 367-377.
- [7] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266, doi : 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [8] S. L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285–1292, doi :10.1103/PhysRevD.2.1285.
- [9] H. D. Politzer, *Reliable perturbative results for strong interactions ?*, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346–1349, doi :10.1103/PhysRevLett.30.1346.
- [10] F. Karsch, E. Laermann et A. Peikert, *The pressure in 2, 2+1 and 3 flavour QCD*, Phys. Lett. **B478** (2000) 447–455, doi :10.1016/S0370-2693(00)00292-6, hep-lat/0002003.
- [11] T. D. Lee et G. C. Wick, *Vacuum stability and vacuum excitation in a spin-0 field theory*, Phys. Rev. **D9** (1974) 2291–2316, doi :10.1103/PhysRevD.9.2291.
- [12] C. A. Salgado, *Heavy ion collisions phenomenology overview* (2007), hep-ph/0711.4980.
- [13] R. Venugopalan, *From Glasma to Quark Gluon Plasma in heavy ion collisions* (2008), hep-ph/0806.1356.
- [14] J. D. Bjorken, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region*, Phys. Rev. **D27** (1983) 140–151, doi :10.1103/PhysRevD.27.140.
- [15] *Un nouvel état de la matière créé au CERN*, URL <http://public.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2000/PR01.00FQuarkGluonMatter.html>.

- [16] *Exciting First Results from Deuteron-Gold Collisions at Brookhaven*, URL <http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/2003/bnlpr061103.htm>.
- [17] N. Borghini et U. A. Wiedemann, *Distorting the hump-backed plateau of jets with dense QCD matter* (2005), hep-ph/0506218.
- [18] P. Padley (D0), *QCD jet results from the Tevatron* (2004), hep-ex/0405055.
- [19] I. Vitev, *Leading order pQCD hadron production and nuclear modification factors at RHIC and the LHC* (2002), hep-ph/0212109.
- [20] D. G. d'Enterria et D. Peressounko, *Probing the QCD equation of state with thermal photons in nucleus nucleus collisions at RHIC*, Eur. Phys. J. **C46** (2006) 451–464, nucl-th/0503054.
- [21] M. Nguyen, *High p_T direct photon-hadron correlations using the PHENIX detector*, URL http://qm2008.bnl.gov/Program/8Feb/Session_XV/M.NGUYEN.ppt.
- [22] K. Miki, *High p_T direct photon spectra and azimuthal anisotropy measurements in 200 GeV Au+Au collisions at RHIC-PHENIX*, URL http://qm2008.bnl.gov/Program/8Feb/Session_XV/K.MIKI.ppt.
- [23] M. M. Aggarwal et al., *Observation of Direct Photons in Central 158A GeV $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Collisions*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3595–3599, doi :10.1103/PhysRevLett.85.3595.
- [24] D. K. Srivastava, *Direct photons from relativistic heavy-ion collisions* (2008), nucl-th/0805.3401.
- [25] S. Mioduszewski (PHENIX), *Direct photons at RHIC*, J. Phys. G **31** (2005) S253–S258, URL <http://stacks.iop.org/0954-3899/31/S253>.
- [26] S. Bathe (PHENIX), *Direct photons measured by the PHENIX experiment at RHIC*, Eur. Phys. J. **C49** (2007) 225–229, doi :10.1140/epjc/s10052-006-0084-7, nucl-ex/0609030.
- [27] M. C. Abreu et al. (NA50), *Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/ψ suppression pattern measured in Pb Pb collisions at the CERN-SPS*, Phys. Lett. **B477** (2000) 28–36, doi :10.1016/S0370-2693(00)00237-9.
- [28] A. Adare et al. (PHENIX), *J/ψ production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 232301, doi :10.1103/PhysRevLett.98.232301, nucl-ex/0611020.
- [29] A. Adare et al. (PHENIX), *Suppression pattern of neutral pions at high transverse momentum in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and constraints on medium transport coefficients* (2008), nucl-ex/0801.4020.
- [30] A. Adare et al. (PHENIX), *Transverse momentum and centrality dependence of dihadron correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV : Jet-quenching and the response of partonic matter*, Phys. Rev. **C77** (2008) 011901, doi :10.1103/PhysRevC.77.011901, nucl-ex/0705.3238.
- [31] A. Adare et al. (PHENIX), *Energy dependence of π^0 production in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 22.4, 62.4, \text{ and } 200$ GeV* (2008), nucl-ex/0801.4555.

- [32] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller et S. I. Troian, *Basics of Perturbative QCD* (Editions Frontières, 1991), Gif-sur-Yvette, France, 274 p.
- [33] D. d'Enterria, *Jet quenching : RHIC results and phenomenology*, AIP Conf. Proc. **806** (2006) 252–258, [nucl-ex/0510062](#).
- [34] I. P. Lokhtin et A. M. Snigirev, *A model of jet quenching in ultrarelativistic heavy ion collisions and high p_T hadron spectra at RHIC*, Eur. Phys. J. **C45** (2006) 211–217, [hep-ph/0506189](#).
- [35] C. A. Salgado et U. A. Wiedemann, *A dynamical scaling law for jet tomography*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 092303, [hep-ph/0204221](#).
- [36] N. Armesto, A. Dainese, C. A. Salgado et U. A. Wiedemann, *Testing the color charge and mass dependence of parton energy loss with heavy-to-light ratios at BNL RHIC and CERN LHC*, Phys. Rev. **D71** (2005) 054027, doi :10.1103/PhysRevD.71.054027, URL <http://link.aps.org/abstract/PRD/v71/e054027>.
- [37] S. Abreu et al., *Heavy Ion Collisions at the LHC - Last Call for Predictions* (2007), [hep-ph/0711.0974](#).
- [38] R. Baier et al., *Radiative energy loss and p_T broadening of high energy partons in nuclei*, Nucl. Phys. **B484** (1997) 265–282, doi :10.1016/S0550-3213(96)00581-0, [hep-ph/9608322](#).
- [39] C. A. Salgado et U. A. Wiedemann, *Calculating Quenching Weights*, Phys. Rev. **D68** (2003) 014008, URL <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ph/0302184>.
- [40] R. Baier et al., *Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite-volume quark-gluon plasma*, Nucl. Phys. **B483** (1997) 291–320, [hep-ph/9607355](#).
- [41] M. Gyulassy, P. Levai et I. Vitev, *Jet quenching in thin quark-gluon plasmas. I : Formalism*, Nucl. Phys. **B571** (2000) 197–233, [hep-ph/9907461](#).
- [42] C. A. Salgado et U. A. Wiedemann, *Determining the BDMPS transport coefficient via medium- modified fragmentation functions*, Nucl. Phys. **A715** (2003) 783–786, doi :10.1016/S0375-9474(02)01488-4, [hep-ph/0209025](#).
- [43] M. Gyulassy, I. Vitev, X.-N. Wang et B.-W. Zhang, *Jet quenching and radiative energy loss in dense nuclear matter* (2003), [nucl-th/0302077](#).
- [44] Y. Guo, B.-W. Zhang et E. Wang, *Parton energy loss at twist-six in deeply inelastic $e A$ scattering*, Phys. Lett. **B641** (2006) 38–44, [hep-ph/0606312](#).
- [45] A. Majumder, E. Wang et X.-N. Wang, *Modified dihadron fragmentation functions in hot and nuclear matter* (2004), [nucl-th/0412061](#).
- [46] C. A. Loizides, *Jet physics in ALICE* (2005), [nucl-ex/0501017](#).
- [47] F. Halzen et A. Martin, *Quarks & Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics* (Wiley, 1984).
- [48] T. Pietrycki et A. Szczurek, *Photon-jet correlations in hadronic collisions* (2007), [arXiv:0706.3442\[hep-ph\]](#).
- [49] *Update on ALICE EMCAL Physics Performance and System Design*, Rapport pour CD2/3 (revue américaine du projet EMCAL) (décembre 2007).

- [50] *ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS)*, CERN-LHCC-99-04.
- [51] G. Hanson et al., *Evidence for jet structure in hadron production by e^+e^- annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1609–1612, doi :10.1103/PhysRevLett.35.1609.
- [52] D. P. Barber et al., *Discovery of Three Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA Energies*, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 830, doi : 10.1103/PhysRevLett.43.830.
- [53] V. A. Khoze, S. Lupia et W. Ochs, *Perturbative description of particle spectra at LEP-1.5*, Phys. Lett. **B386** (1996) 451–457, doi :10.1016/0370-2693(96)00922-7, hep-ph/9604410.
- [54] N. Varelas, *A summary of recent color coherence results* (1998), hep-ex/9809019.
- [55] G. Arnison et al. (UA1), *Further Evidence for Charged Intermediate Vector Bosons at the SPS Collider*, Phys. Lett. **B129** (1983) 273, doi :10.1016/0370-2693(83)90860-2.
- [56] I. Vitev, *Jet tomography*, J. Phys. **G30** (2004) S791–S800, doi :10.1088/0954-3899/30/8/019, hep-ph/0403089.
- [57] M. M. Aggarwal et al. (WA98), *Suppression of High p_T Neutral Pions in Central Pb+Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV* (2007), nucl-ex/0708.2630.
- [58] C. Baumann et al. (WA98), *Search for direct photons in p+Pb and p+C collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.4$ GeV* (2008), nucl-ex/0804.4407.
- [59] K. Reygers (WA98), *Are high p_T pions suppressed in Pb + Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV?*, J. Phys. **G34** (2007) S797–800, doi :10.1088/0954-3899/34/8/S98, nucl-ex/0701043.
- [60] P. Seyboth, *Recent Results from Nucleus-Nucleus Collisions at the CERN SPS*, URL www.vecal.ernet.in/~pmd/qm2008/webpage/Program/4Feb/seboth.pdf.
- [61] I. Arsene et al. (BRAHMS), *Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment*, Nucl. Phys. **A757** (2005) 1–27, nucl-ex/0410020.
- [62] B. B. Back et al. (PHOBOS), *The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC*, Nucl. Phys. **A757** (2005) 28–101, nucl-ex/0410022.
- [63] K. Adcox et al. (PHENIX), *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration*, Nucl. Phys. **A757** (2005) 184–283, nucl-ex/0410003.
- [64] J. Adams et al. (STAR), *Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma : The STAR collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions*, Nucl. Phys. **A757** (2005) 102–183, nucl-ex/0501009.
- [65] P. Jacobs et al., *Phases of QCD : Summary of the Rutgers long range plan town meeting* (2007), arXiv:0705.1930 [nucl-ex].
- [66] S. S. Adler et al. (PHENIX), *High transverse momentum η meson production in p + p, d + Au and Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. **C75** (2007) 024909, nucl-ex/0611006.

- [67] J. Adams et al. (STAR), *Evidence from $d + Au$ measurements for final-state suppression of high p_T hadrons in $Au + Au$ collisions at RHIC*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304, nucl-ex/0306024.
- [68] J. Adams et al. (STAR), *Distributions of charged hadrons associated with high transverse momentum particles in $p + p$ and $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 152301, nucl-ex/0501016.
- [69] B. Sahlmueller, *Diagnosing energy loss : PHENIX results on high p_T hadron spectra*, J. Phys. **G34** (2007) S969–974, nucl-ex/0701060.
- [70] T. Renk, *Mach cones and dijets : Jet quenching and fireball expansion dynamics* (2006), hep-ph/0608333.
- [71] J. Ruppert et T. Renk, *Mach cone shock waves at RHIC* (2007), hep-ph/0710.4124.
- [72] J. Frantz, *Two-particle Direct Photon-Jet Correlation Measurements in PHENIX*, URL <http://193.144.85.158/indico/getFile.py/access?contribId=108%&sessionId=6&resId=2&materialId=slides&confId=11>.
- [73] A. Adare et al. (PHENIX), *System size and energy dependence of jet-induced hadron pair correlation shapes in $Cu + Cu$ and $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and 62.4 GeV*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 232302, doi :10.1103/PhysRevLett.98.232302, nucl-ex/0611019.
- [74] B. Mohanty (STAR), *STAR results on medium properties and response of the medium to energetic partons* (2008), nucl-ex/0804.4760.
- [75] J. Jin, *High p_T γ hadron and π^0 hadron correlations in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV $Au + Au$ collisions in PHENIX*, Acta Phys. Hung. **A27** (2006) 237–240, doi :10.1556/APH.27.2006.2-3.13, nucl-ex/0511030.
- [76] T. Renk, *Towards jet tomography : γ hadron correlations*, Phys. Rev. **C74** (2006) 034906, doi :10.1103/PhysRevC.74.034906, hep-ph/0607166.
- [77] W. Braunschweig et al. (TASSO), *Global jet properties at 14 GeV to 44 GeV center-of-mass energy in $e^+ e^-$ annihilation*, Z. Phys. **C47** (1990) 187–198, doi :10.1007/BF01552339.
- [78] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller et S. I. Troian, *Basics of perturbative QCD* (Frontières, 1991), Gif-sur-Yvette, France 274 p.
- [79] Y. L. Dokshitzer, *Hard QCD*, Nucl. Phys. **A638** (1998) 291–303, doi :10.1016/S0375-9474(98)00368-6, hep-ph/9803338.
- [80] K. J. Eskola et al., *Transverse spectra of hadrons in central $A + A$ collisions at RHIC and LHC from $pQCD + saturation + hydrodynamics$ and from $pQCD + energy losses$* , Nucl. Phys. **A774** (2006) 805–808, doi :10.1016/j.nuclphysa.2006.06.140, hep-ph/0510019.
- [81] S. Porteboeuf, *EPOS, du RHIC au LHC, QGP France 2007*, URL http://polywww.in2p3.fr/~fleuret/wikiil/upload/QgpFrance07/PQG07_SarahPorteboeuf.ppt.
- [82] *ALICE : Physics performance report, volume II*, J. Phys. **G32** (2006) 1295–2040.
- [83] *HIJING*, URL <http://www-nsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/>.

- [84] K. Schindl, *The Injector Chain for the LHC*, CERN Document Server [<http://cdsweb.cern.ch/oai2d.py>] (Switzerland) (1999), URL <http://preprints.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=preprint&categ=cern&id=ps-99-018>.
- [85] A. Beuret et al., *The LHC Lead Injector Chain*, CERN Document Server [<http://cdsweb.cern.ch/oai2d.py>] (Switzerland) (2004), URL <http://www.jacow.org/e04/PAPERS/TUPLT011.PDF>.
- [86] W. W. Armstrong et al. (ATLAS), *ATLAS : Technical proposal for a general-purpose p p experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN-LHCC-94-43.
- [87] *CMS, the Compact Muon Solenoid : Technical proposal*, CERN-LHCC-94-38.
- [88] S. Amato et al. (LHCb), *LHCb technical proposal*, CERN-LHCC-98-04.
- [89] *TOTEM : Total cross section, elastic scattering and diffraction dissociation at the LHC : Technical Proposal*, CERN-LHCC-99-07.
- [90] O. Adriani et al. (LHCf), *Technical design report of the LHCf experiment : Measurement of photons and neutral pions in the very forward region of LHC*, CERN-LHCC-2006-004.
- [91] *LHC computing Grid. Technical design report*, CERN-LHCC-2005-024.
- [92] *ALICE : Physics performance report, volume I*, J. Phys. **G30** (2004) 1517–1763.
- [93] F. Antinori (ALICE), *Heavy-ion physics with ALICE*, J. Phys. **G34** (2007) S511–518, [nucl-ex/0702013](http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0702013).
- [94] *ALICE technical design report on forward detectors : FMD, T0 and V0*, CERN-LHCC-2004-025.
- [95] M. Bondila et al., *ALICE T0 detector*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **52** (2005) 1705–1711.
- [96] *ALICE : Addendum to the technical design report of the Photon Multiplicity Detector (PMD)*, CERN-LHCC-2003-038.
- [97] G. Dellacasa et al. (ALICE), *ALICE technical design report : Photon multiplicity detector (PMD)*, CERN-LHCC-99-32.
- [98] R. J. Glauber, *Theory of high energy hadron-nucleus collisions* Proceedings - High-Energy Physics And Nuclear Structure - New York 1970 - 207-264.
- [99] I. V. Kotov (ALICE-ITS), *Inner tracking system of the ALICE experiment. Overview*, Nucl. Instrum. Meth. **A568** (2006) 274–276.
- [100] *ALICE technical design report of the inner tracking system (ITS)*, CERN-LHCC-99-12.
- [101] P. Glassel (ALICE TPC), *The ALICE TPC : An innovative device for heavy ion collisions at LHC*, Nucl. Instrum. Meth. **A572** (2007) 64–66.
- [102] G. Dellacasa et al. (ALICE), *ALICE technical design report of the time projection chamber*, CERN-OPEN-2000-183.
- [103] *ALICE TRD Technical Design Report*, CERN/LHCC 2001-021.
- [104] *ALICE technical design report of the time of flight system (TOF)*, CERN-LHCC-2000-012.

- [105] P. Cortese et al. (ALICE), *ALICE : Addendum to the technical design report of the time of flight system (TOF)*, CERN-LHCC-2002-016.
- [106] S. Beole et al. (ALICE), *ALICE technical design report : Detector for high momentum PID*, CERN-LHCC-98-19.
- [107] *ALICE Technical Proposal : EMCal*, CERN-LHCC-2006-014; CERN-1996-032-add.3.
- [108] L. Aphecetche et al. (PHENIX), *PHENIX calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A499** (2003) 521–536.
- [109] *ALICE electromagnetic calorimeter technical design report*, ALICE-TDR-014; CERN-LHCC-2008-014 (2008).
- [110] *AliROOT*, URL <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/>.
- [111] B. K. Lubsandorzhiev et Y. E. Vyatchin, *Stability studies of nanosecond light sources based on blue ultra bright LEDs* (2004), URL <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:physics/0403018>.
- [112] H. Muller et al. (ALICE), *Configurable electronics with low noise and 14-bit dynamic range for photodiode-based photon detectors*, Nucl. Instrum. Meth. **A565** (2006) 768–783.
- [113] *ALICE Technical Design Report of the Trigger, Data Acquisition, High Level Trigger and Control System*, CERN-LHCC-2003-062.
- [114] G. Conesa et al., *Bayesian approach for the identification of particles detected with PHOS*, ALICE-INT-2005-016 (2005).
- [115] P. Besse et A. Baccini, *Statistique descriptive multidimensionnelle* (1999), URL http://www.math.univ-toulouse.fr/~besse/pub/Explo_stat.pdf.
- [116] J. Faivre, *Reconstruction et étude des baryons multi-étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV*, Thèse d'Université, Université Louis Pasteur - Strasbourg I (2004).
- [117] M. Parizeau, *Réseaux de Neurones* (2004), URL http://damas.ift.ulaval.ca/_seminar/filesH07/NeuralNetsFull.pdf.
- [118] K. Hanagaki et al., *Electron identification in Belle*, Nucl. Instrum. Meth. **A485** (2002) 490–503, hep-ex/0108044.
- [119] A. Pulvirenti, *Matching between Charged Tracks and the Electromagnetic Calorimeter (EMCAL) in ALICE*, Proceedings of the ACAT 07 Conference (to be published).
- [120] T. Sjostrand, S. Mrenna et P. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1* (2007), arXiv:0710.3820[hep-ph].
- [121] M. Gyulassy et X.-N. Wang, *HIJING 1.0 : A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions*, Comput. Phys. Commun. **83** (1994) 307, nucl-th/9502021.
- [122] B. Andersson et al., *Interactions between hadrons and nuclei : The Lund Monte Carlo-FRITIOF version 1.6*, Nucl. Phys. Rep. **97** (1987) 289.

- [123] F. Arleo et al., *Photon physics in heavy ion collisions at the LHC* (2004), hep-ph/0311131.
- [124] G. Conesa Balbastre, *Identification of particles and hard processes with the spectrometer PHOS of the ALICE experiment*, Thèse d'Université, U. Nantes et U. Valencia, CERN-THESIS-2006-050 (2005).
- [125] A. Hadj Henni, *Isolation des photons de grande impulsion transverse dans les collisions proton+proton à 200 GeV dans l'expérience PHENIX au RHIC*, Thèse d'Université, Université de Nantes (2007).
- [126] G. Conesa Balbastre, *Update on the Isolation Cut analysis PW4,03/07/07*, URL https://ed221f.lnf.infn.it/alice/Meeting/meeting_2007/27-09-07/ICResultsAnalysisFrame-Gustavo.ppt.
- [127] G. Arnison et al. (UA1), *Hadronic Jet Production at the CERN Proton - anti-Proton Collider*, Phys. Lett. **B132** (1983) 214, doi :10.1016/0370-2693(83)90254-X.
- [128] S.-L. Blyth et al., *A cone jet-finding algorithm for heavy-ion collisions at LHC energies*, J. Phys. **G34** (2007) 271–281, doi :10.1088/0954-3899/34/2/008, nucl-ex/0609023.
- [129] I. P. Lokhtin et A. M. Snigirev, *Fast simulation of jet quenching in ultrarelativistic heavy ion collisions* (2004), hep-ph/0406038.
- [130] A. Morsch (ALICE), *Jet physics in heavy-ion collisions at the LHC with the ALICE detector*, J. Phys. **G31** (2005) S597–S602, doi :10.1088/0954-3899/31/4/070.
- [131] E. Lopez et al., *Background subtraction in jet studies with ALICE*, ALICE-INT-2008-005 (2008).
- [132] F. Becattini et U. W. Heinz, *Thermal hadron production in pp and p \bar{p} collisions*, Z. Phys. **C76** (1997) 269–286, doi :10.1007/s002880050551, hep-ph/9702274.
- [133] F. Weber, *Strange quark matter and compact stars*, Prog. Part. Nucl. Phys. **54** (2005) 193–288, doi :10.1016/j.pnpnp.2004.07.001, astro-ph/0407155.
- [134] K. Rajagopal et F. Wilczek, *The condensed matter physics of QCD* (2000), hep-ph/0011333.
- [135] I. G. Caballero et al., *ALICE experience with GEANT4* (2003), URL <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:physics/0306025>.
- [136] A. Fasso et al., *The physics models of FLUKA : Status and recent development* (2003), hep-ph/0306267.
- [137] *ROOT*, URL <http://root.cern.ch/>.
- [138] T. C. Awes et al., *A Simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters*, Nucl. Instrum. Meth. **A311** (1992) 130–138.