



**HAL**  
open science

# Mesure des corrélations photon-hadron auprès de l'expérience ALICE au LHC pour l'étude du plasma de quarks et de gluons

Astrid Vauthier

► **To cite this version:**

Astrid Vauthier. Mesure des corrélations photon-hadron auprès de l'expérience ALICE au LHC pour l'étude du plasma de quarks et de gluons. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAY062 . tel-01743801

**HAL Id: tel-01743801**

**<https://theses.hal.science/tel-01743801v1>**

Submitted on 26 Mar 2018

**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.

## **THÈSE**

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Astrid Vauthier**

Thèse dirigée par **Julien Faivre** et **Christophe Furget**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et  
de Cosmologie**  
dans l'**École Doctorale de Physique**

# **Mesure des corrélations photon-hadron auprès de l'expérience ALICE au LHC pour l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons**

Thèse soutenue publiquement le **26 Septembre 2017**,  
devant le jury composé de :

**Mr, Serge Kox**

Directeur de Recherche, LPSC, Président

**Mr, Raphaël Granier de Cassagnac**

Directeur de Recherche, LLR, Rapporteur

**Mr, Boris Hippolyte**

Maître de Conférence, IPHC - Université de Strasbourg, Rapporteur

**Mme, Marie Germain**

Chargé de Recherche, Subatech, Examinatrice

**Mme, Fabienne Ledroit-Guillon**

Directrice de Recherche, LPSC, Examinatrice

**Mr, Andreas Morsch**

Physicien, CERN, Examineur





*L'amour est l'unique liberté qui existe dans ce monde.  
Parce qu'il élève l'âme à un rang suprême, où ni les codes  
des êtres humains, ni leurs coutumes ne peuvent l'atteindre  
et où ni les lois ni les ordres de la nature ne peuvent le  
gouverner.*

KHALIL GIBRAN



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>3</b>
<b>I Contexte théorique et expérimental</b>	<b>5</b>
<b>1 Modèle Standard et interaction forte</b>	<b>7</b>
1.1 Le Modèle Standard : particules élémentaires et interactions fondamentales . . . . .	7
1.1.1 Une brève histoire des particules . . . . .	7
1.1.2 Le Modèle Standard . . . . .	8
1.2 La ChromoDynamique Quantique . . . . .	9
1.2.1 Constante de couplage . . . . .	10
1.2.2 QCD perturbative et QCD sur réseau . . . . .	12
1.3 Description des processus hadroniques . . . . .	13
1.3.1 Modèle des partons . . . . .	13
1.3.2 Modèle des partons amélioré . . . . .	14
<b>2 Le Plasma de Quarks et de Gluons</b>	<b>19</b>
2.1 Transition de phase . . . . .	20
2.2 Collisions d'ions lourds . . . . .	22
2.2.1 Cinématique relativiste . . . . .	22
2.2.2 Géométrie de la collision . . . . .	23
2.3 Effets nucléaires froids . . . . .	26
2.4 Formation et évolution du QGP . . . . .	27
2.4.1 Phase de pré-équilibre . . . . .	29
2.4.2 Expansion de la phase partonique . . . . .	29
2.4.3 Phase hadronique . . . . .	30
2.5 Résultats expérimentaux . . . . .	30
2.5.1 Signatures historiques du QGP . . . . .	31
2.5.2 État de l'art : vers une compréhension plus fine du QGP . . . . .	37
2.5.3 Des questions encore ouvertes . . . . .	44
2.6 Corrélations photon-hadron . . . . .	47
2.6.1 Motivations . . . . .	47
2.6.2 Méthode d'analyse . . . . .	51
<b>3 Le LHC et l'expérience ALICE</b>	<b>55</b>
3.1 LHC : Large Hadron Collider . . . . .	55
3.1.1 Production et système d'accélération des protons et des ions lourds . . . . .	56
3.1.2 Prise de données . . . . .	58
3.1.3 Les expériences ATLAS, CMS et LHCb . . . . .	59
3.2 L'expérience ALICE : A Large Ion Collider Experiment . . . . .	60

3.2.1	Détecteurs et spécificités . . . . .	61
3.2.2	Systèmes de déclenchement et acquisition des données . . . . .	63
3.2.3	Reconstruction des données avec AliRoot . . . . .	64
3.2.4	Simulation Monte-Carlo . . . . .	64
3.2.5	Analyse des données via WLCG . . . . .	65
<b>II</b>	<b>Détection de particules et calibration des calorimètres</b>	<b>67</b>
<b>4</b>	<b>Trajectographie, calorimétrie et reconstruction des particules</b>	<b>69</b>
4.1	Trajectographie et détection de particules chargées . . . . .	69
4.1.1	Les trajectographes . . . . .	70
4.1.2	Reconstruction de la trajectoire des particules chargées . . . . .	71
4.2	Calorimétrie . . . . .	73
4.3	Calorimètres électromagnétiques EMCAL et DCal . . . . .	74
4.3.1	De la tour au super-module . . . . .	75
4.3.2	Système LED . . . . .	77
4.3.3	Électronique de lecture . . . . .	78
4.4	Reconstruction de particules neutres . . . . .	79
4.4.1	Extraction des signaux des APD . . . . .	79
4.4.2	Calibration en temps . . . . .	79
4.4.3	Clusterisation et paramétrisation de la forme des clusters . . . . .	80
4.4.4	Mesure de l'énergie . . . . .	83
<b>5</b>	<b>État des lieux des calorimètres EMCAL et DCal par l'étude de la calibration en énergie</b>	<b>85</b>
5.1	Procédure de calibration en énergie . . . . .	86
5.1.1	Pré-calibration avec les muons cosmiques . . . . .	86
5.1.2	Calibration in situ avec les mésons $\pi^0$ . . . . .	87
5.2	Mise en évidence de bruit électronique . . . . .	89
5.2.1	Description du bruit électronique . . . . .	89
5.2.2	Suppression du bruit électronique . . . . .	90
5.2.3	Diaphonie . . . . .	91
5.3	Calibration avec les données 2015 . . . . .	92
5.3.1	Niveau de calibration de EMCAL à la reprise du Run II . . . . .	93
5.3.2	Niveau de calibration pour DCal et les tiers à la reprise du Run II . . . . .	93
5.3.3	Calibration finale . . . . .	95
5.4	Évaluation de la qualité de la calibration . . . . .	96
5.4.1	Incertitude statistique . . . . .	97
5.4.2	Incertitudes systématiques . . . . .	98
5.4.3	Comparaison avec le cahier des charges . . . . .	101
5.5	Perspectives . . . . .	102
5.5.1	Optimisation de la prise de données . . . . .	103
5.5.2	Stabilité des détecteurs . . . . .	105
5.5.3	Étiquetage des tours problématiques . . . . .	106
<b>III</b>	<b>Étude de la fonction de fragmentation des partons par l'analyse des corrélations <math>\gamma</math>-hadron</b>	<b>109</b>
<b>6</b>	<b>Analyse des corrélations <math>\gamma</math>-hadron en collisions proton-proton</b>	<b>111</b>
6.1	Sélection des données . . . . .	112

6.1.1	Sélection des runs . . . . .	112
6.1.2	Sélection des particules neutres . . . . .	112
6.1.3	Sélection des particules chargées . . . . .	114
6.2	Simulations Monte-Carlo . . . . .	116
6.3	Discrimination entre photons et $\pi^0$ . . . . .	118
6.3.1	Bruit de fond des photons directs . . . . .	118
6.3.2	Forme du cluster . . . . .	118
6.3.3	Isolation . . . . .	121
6.4	Étude de la pureté . . . . .	125
6.4.1	Espace des phases . . . . .	125
6.4.2	Méthode . . . . .	127
6.4.3	Pureté corrigée avec MC- $JJ$ : $\mathbb{P}_2$ . . . . .	131
6.4.4	Pureté corrigée avec MC- $GJ+JJ$ : $\mathbb{P}_3$ . . . . .	138
6.4.5	Comparaison des résultats . . . . .	139
6.5	Distributions en $x_E$ . . . . .	140
6.5.1	Hypothèses simplificatrices . . . . .	142
6.5.2	Distribution en $x_E$ des $\pi^0$ . . . . .	149
6.5.3	Distribution en $x_E$ des photons directs . . . . .	149
6.6	Études systématiques . . . . .	151
6.6.1	Pureté . . . . .	152
6.6.2	Distribution en $x_E$ des $\pi^0$ . . . . .	157
6.6.3	Distribution en $x_E$ des photons directs . . . . .	158
6.7	Discussion des résultats . . . . .	158
<b>7</b>	<b>Analyse des corrélations <math>\gamma</math>-hadron en collisions proton-Plomb</b>	<b>163</b>
7.1	Sélection des données . . . . .	164
7.1.1	Sélection des runs . . . . .	164
7.1.2	Sélection des particules neutres . . . . .	165
7.1.3	Sélection des particules chargées . . . . .	165
7.2	Simulations Monte-Carlo . . . . .	165
7.3	Suppression de l'événement sous-jacent . . . . .	166
7.3.1	Méthode . . . . .	167
7.3.2	Taille de la surface d'estimation de l'événement sous-jacent . . . . .	169
7.3.3	Activité dans le cône après soustraction . . . . .	170
7.4	Discrimination entre photons et $\pi^0$ . . . . .	171
7.4.1	Forme du cluster . . . . .	171
7.4.2	Isolation . . . . .	171
7.4.3	Pureté . . . . .	173
7.5	Distributions en $x_E$ . . . . .	174
7.5.1	Distributions en $x_E$ des $\pi^0$ . . . . .	174
7.5.2	Distributions en $x_E$ des photons directs . . . . .	175
7.6	Étude des effets nucléaires froids . . . . .	178
7.6.1	Comparaison des paramètres de pente négative . . . . .	179
7.6.2	Facteur de modification nucléaire . . . . .	180
<b>8</b>	<b>Perte d'énergie des partons dans le milieu : enjeux et perspectives</b>	<b>183</b>
8.1	Perte d'énergie des partons dans le milieu : enjeux . . . . .	183
8.1.1	Rappels sur la fonction de fragmentation . . . . .	183
8.1.2	Perte d'énergie des partons dans le milieu . . . . .	184
8.1.3	Modèles de perte d'énergie . . . . .	184
8.1.4	Modification de la fonction de fragmentation : approches analytique et Monte-Carlo . . . . .	186



8.1.5	Mesures différentielles . . . . .	188
8.2	Perte d'énergie des partons dans le milieu : perspectives . . . . .	188
8.2.1	Modification de la fonction de fragmentation : stratégies d'analyse pour les corrélations $\gamma$ -hadron . . . . .	189
8.2.2	Mesures différentielles . . . . .	191
<b>Conclusion générale</b>		<b>195</b>
<b>Annexes</b>		<b>197</b>
<b>A Complément d'information sur la calibration des calorimètres</b>		<b>199</b>
A.1	Critères de sélection des tours . . . . .	199
A.2	Niveau de décalibration en énergie . . . . .	201
A.3	Reproduction de l'épaule dans la distribution en masse invariante . . . . .	202
<b>B Identification des <math>\pi^0</math> et <math>\eta</math> par masse invariante</b>		<b>205</b>
B.1	Motivations . . . . .	205
B.2	Masse invariante . . . . .	205
B.2.1	Clusters sans critère d'isolation . . . . .	205
B.2.2	Clusters isolés . . . . .	206
<b>C Distributions en <math>x_E</math> des <math>\pi^0</math> en collisions proton-proton et proton-Plomb</b>		<b>209</b>
C.1	Collisions proton-proton . . . . .	209
C.1.1	$\pi^0$ non isolés . . . . .	209
C.1.2	$\pi^0$ isolés . . . . .	210
C.2	Collisions proton-Plomb . . . . .	212
C.2.1	$\pi^0$ non isolés . . . . .	212
C.2.2	$\pi^0$ isolés . . . . .	213
<b>D Facteurs de modification nucléaire <math>Q_{pPb}</math> des <math>\pi^0</math></b>		<b>215</b>
D.1	$\pi^0$ non isolés . . . . .	215
D.2	$\pi^0$ isolés . . . . .	216
<b>Bibliographie</b>		<b>219</b>

# Remerciements

Une belle aventure de plusieurs années (certains diront trois, d'autres plus) s'achève, et une autre commence déjà. En cette période charnière, la rédaction de ces remerciements a été une occasion extraordinaire pour appuyer sur pause et me remémorer mon parcours. Je souhaite ici signifier ma gratitude envers les personnes qui ont été présentes pendant ce voyage, et qui m'ont permis de devenir la physicienne, mais également la femme, que je suis à présent.

En premier lieu, j'adresse mes remerciements à Jean-Laurent Agram, qui m'a donné l'opportunité de faire mon premier stage en physique des particules au CERN, stage qui a confirmé mon envie de faire de la recherche dans le domaine de la physique subatomique. Je remercie également l'ensemble des enseignants du mater PSA de Strasbourg pour leur passion et leur dévouement, qui ont permis de rendre ces quelques mois intenses un peu plus plaisants. Merci également Antonin d'avoir pris de son temps pour discuter de la physique des ions lourds, ce qui m'a permis d'arriver en stage avec quelques outils bien nécessaires.

L'arrivée au LPSC ne pourrait pas se dérouler sans encombre sans l'ensemble de l'équipe de direction, qui nous permet de travailler dans les meilleures conditions possible, merci à eux.

Pour réaliser un stage puis une thèse, il faut trouver une personne qui accepte de vous encadrer, dans mon cas, deux personnes. Merci à Christophe et Julien pour ces trois années et quelques mois passés à vos côtés. Christophe, merci pour l'attention portée à ce travail, ton envie de toujours l'améliorer, pour tes conseils et tes idées. Julien, il y a beaucoup de choses pour lesquelles je pourrais te remercier, mais je vais essayer de synthétiser. D'abord merci pour ta pédagogie et ton envie de transmettre, elles ont permis à ma thèse d'être une vraie formation d'un point de vue de la recherche, mais aussi de l'enseignement. Merci pour ta capacité à communiquer et ton écoute, elles permettent de travailler dans une ambiance saine. Enfin, merci pour ton respect de l'autre et ta confiance. Tu m'as laissé réaliser cette thèse comme je le souhaitais, en me laissant rester la personne que je suis et en respectant mes choix. Je ne pense pas que j'aurai pu retrouver cela chez n'importe quel autre directeur de thèse. Je remercie également l'ensemble des membres du groupe ALICE, et en particulier Gustavo pour sa disponibilité et sa connaissance quasi sans limites du software d'ALICE.

Je remercie également mon jury de thèse d'avoir accepté d'évaluer le travail réalisé pendant ces trois années. Je souhaite remercier plus particulièrement mes deux rapporteurs, Raphaël et Boris, pour leur relecture attentive et les discussions intéressantes qui en ont découlé. Un merci spécial à Boris pour sa présence régulière ces dernières années. Merci également à Marie, qui ne sait que trop bien que nos analyses ne sont pas évidentes à réaliser au sein de la collaboration, et dont la gentillesse a apporté un peu d'humanité dans ce groupe de physique qui peut parfois en manquer.

Enfin, ces trois années ne pourraient pas se dérouler correctement sans le soutien de nos amis et notre famille.

Merci au BIDUL, pour les moments de détente au labo qui permettent de souffler et de changer d'air. Je remercie Anthony, l'ami de longue date qui a été présent tout du long, de la licence à mon année au Canada, et maintenant à Grenoble. Merci pour ces bons moments partagés, et surtout d'avoir compris quand je ne donnais pas trop de nouvelles. Merci également à vous, Pierre et Guillaume, d'être les personnes que vous êtes, merci pour les discussions sur tout et n'importe quoi, merci pour les parties de times-up endiablées. Merci à toi, Pierre, pour les révisions en master

2, pour avoir tourné mon stress en dérision et m'avoir supportée en tyran pendant le TIPP ! Je vous souhaite le meilleur pour ce qui est à venir, en espérant partager encore de nombreux moments à vos côtés. Merci également à Simon et Thomas, les comparses de thèse. La thèse n'aurait pas eu la même saveur sans vous, sans les randos et les discussions pendant lesquelles on refait le monde. Merci aussi à Laura de nous avoir supporté, nous thésards, avec ta gentillesse et ton franc-parler.

Je souhaite également remercier ici ma famille. Quelle chance j'ai d'être si bien entourée par vous tous ! Par vos attentions et votre présence, vous m'avez portée jusqu'ici, alors cette thèse c'est aussi la vôtre. Je remercie ma mamie pour sa douceur et sa gentillesse et Jean-Marie, mon grand-père de coeur, pour son humour qui fait tellement de bien. Merci à ma tante, Andrée, qui m'a toujours donné l'impression que je ne pouvais pas échouer dans ce que j'entreprenais, et bien évidemment celle qui est comme une soeur pour moi, Jade, la camarade de toujours avec laquelle j'ai si souvent pleuré de rire. Enfin je ne peux pas trouver les mots pour exprimer mon amour et mon estime pour mes parents et mon frère. Merci à vous trois d'avoir été un moteur si puissant, de me soutenir dans chacun de mes choix et d'être à mes côtés de manière indéfectible. Je me suis construite grâce à vous et à ce que nous avons vécu ensemble. Je suis fière de notre parcours.

Last but not least, merci à toi, Clément, pour cette superbe histoire que nous partageons. Merci pour ton soutien sans faille, merci d'apprécier ma folie, merci d'être aussi mon meilleur ami. Merci de rendre chaque jour plus beau.

# Introduction générale

Le début du XX<sup>e</sup> siècle, a vu apparaître deux domaines de la physique qui ont radicalement changé notre interprétation des phénomènes physiques observables : la relativité restreinte et la mécanique quantique. Ces dernières sont les deux théories sur lesquelles se base le Modèle Standard de la physique des particules, qui pose le cadre théorique permettant de décrire les particules élémentaires qui composent la matière (quarks et leptons), les interactions entre ces particules (interactions électromagnétique, faible et forte) et leurs médiateurs (photons, bosons  $W^\pm/Z$  et gluons, respectivement). Bien qu'incomplet, la validité de ce modèle a été maintes fois confirmée par les données expérimentales, et notamment avec la découverte expérimentale d'une nouvelle particule dont les propriétés concordent avec celle du boson de Higgs, qui permet de prendre en compte au sein du modèle la masse des particules élémentaires.

Alors que les interactions électromagnétique et faible (unifiées au sein de la théorie électrofaible) sont très bien connues, l'interaction forte entre partons (quarks ou gluons), décrite par la chromodynamique quantique (QCD), est quant à elle plus difficile à étudier. En effet, les gluons ont la capacité d'auto-interagir, contrairement aux photons, ce qui affecte considérablement le comportement de la constante de couplage de l'interaction forte, qui devient très grande à basse énergie. Il en résulte un régime de confinement des quarks et des gluons au sein de hadrons, qui rend la QCD difficile à manipuler et conduit à des incertitudes théoriques importantes.

Même si les quarks et gluons ne peuvent pas être observés seuls dans des conditions normales de température et/ou de densité d'énergie, le régime de liberté asymptotique, là où la constante de couplage est faible, prédit qu'il existe des conditions thermodynamiques sous lesquelles la matière hadronique est déconfinée, c'est-à-dire où les quarks et les gluons sont libres de se mouvoir dans un système commun dont le volume est supérieur à la taille d'un nucléon. Ce nouvel état de la matière nucléaire est observé et accessible sous des conditions extrêmes de température et/ou de densité. Il est appelé Plasma de Quarks et de Gluons (ou QGP), et a probablement été l'état de l'Univers quelques microsecondes après le Big-Bang. L'étude des caractéristiques de ce nouvel état de la matière (comme son comportement thermodynamique) ainsi que de la transition de phase vers un milieu confiné (l'ordre de la transition par exemple) permet une meilleure connaissance de la QCD dans des domaines encore insuffisamment explorés.

Les densités d'énergie pour lesquelles la phase de QGP est accessible peuvent être atteintes expérimentalement par le biais de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Bien que l'étude des collisions d'ions lourds ait débuté dans les années 1980, il a fallu attendre le début de l'an 2000 avant de pouvoir affirmer que le QGP ait effectivement été créé en laboratoire grâce aux accélérateurs de particules *Super Proton Synchrotron* (SPS) au CERN (Organisation européenne pour la recherche nucléaire) et *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) au BNL (Brookhaven National Laboratory). Actuellement, deux accélérateurs permettent d'étudier des collisions d'ions lourds ultra-relativistes : RHIC et le *Large Hadron Collider* (LHC) au CERN. Ces derniers utilisent différents ions lourds et énergies dans le centre de masse afin de réaliser des mesures complémentaires. Alors que RHIC est entièrement dédié à l'étude des collisions d'ions lourds, une seule des quatre expériences principales se situant au LHC a été conçue afin de caractériser le QGP : l'expérience ALICE.

---

L'étude de la phase de QGP est rendue difficile par sa durée de vie très courte ( $10^{-24}$  s) et par la phase d'hadronisation ayant lieu subséquemment lors des collisions d'ions lourds. Cependant, la multitude de résultats collectés depuis les années 2000 permet aujourd'hui d'avoir une vision plus claire des différentes étapes d'une collision d'ions lourds, ainsi que des principales caractéristiques du milieu créé (sa viscosité, par exemple, qui permet de contraindre l'équation d'état de la QCD) et de la transition de phase (température à laquelle celle-ci a lieu). Malgré cette connaissance de plus en plus précise de cet état de la matière, certaines zones d'ombre restent à clarifier. Dans ce manuscrit nous nous intéresserons notamment aux propriétés d'interaction et de perte d'énergie des partons énergétiques avec le milieu, en fonction de ses propriétés, et la façon dont cette énergie est dissipée.

Cette perte d'énergie des partons initiaux se traduit par une suppression du nombre de particules de haute impulsion transverse ( $p_T$ ) produites à la fin de la collision (i.e. dans l'état final). Cette suppression a déjà été mesurée à RHIC et LHC en comparant, notamment, la production de particules chargées dans les collisions proton-proton, où la phase de QGP n'est pas attendue, aux collisions noyau-noyau où les conditions thermodynamiques pour atteindre la transition de phase sont atteintes. Par ailleurs, l'étude des collisions proton-noyau permet d'affirmer que les modifications observées lors des collisions noyau-noyau ne sont pas liées à la présence de noyaux au moment de la collision (i.e. dans l'état initial), mais bien à la phase de QGP. Néanmoins, les processus d'interaction causant la perte d'énergie des partons lors de leur traversée du QGP sont multiples et complexes à décrire théoriquement et doivent être précisés.

La fonction de fragmentation des partons est une quantité bien définie d'un point de vue théorique, qui représente la distribution en énergie des hadrons de l'état final issus de la fragmentation d'un parton initial, et est donc particulièrement sensible à l'interaction entre le QGP et les partons. Afin d'obtenir la fonction de fragmentation, il est nécessaire de connaître les énergies du parton dans l'état initial ainsi que dans l'état final. Celle-ci est accessible en reconstruisant l'ensemble des hadrons issus de la fragmentation du parton, tandis que l'énergie dans l'état initial peut être obtenue en utilisant une particule témoin, émise dos à dos avec le parton lors d'un unique processus, par conservation de l'énergie. Les bosons électrofaibles représentent des particules témoins intéressantes, puisqu'étant neutres de couleur ils ne subissent aucun effet de la phase QGP et permettent d'accéder directement, c'est-à-dire sans biais, à l'énergie initiale du parton avec lequel ils sont émis. Ainsi, les corrélations photon-jet ou photon-hadron sont des observables de choix pour l'étude de la fonction de fragmentation.

Le travail de cette thèse s'articule autour de l'étude de la fonction de fragmentation par la mesure des corrélations photon-hadron en collisions proton-proton et proton-Plomb. Afin de rendre compte du travail réalisé lors de ces trois dernières années, ce manuscrit suivra le plan suivant : dans un premier temps, le contexte théorique de l'interaction forte sera rappelé, suivi d'une présentation de la physique des ions lourds où seront détaillés les différentes étapes d'une collision ainsi que les résultats expérimentaux marquants obtenus jusqu'à présent. Après une présentation générale de l'expérience ALICE, la reconstruction des particules nécessaire à l'analyse sera présentée, avec une emphase sur les calorimètres de l'expérience et leur calibration en énergie. Enfin, les résultats obtenus pour l'analyse des corrélations photon-hadron en collisions proton-proton puis proton-Plomb seront montrés. Ce manuscrit sera clôturé par un chapitre où les enjeux et les perspectives de la mesure de la perte d'énergie des partons et de sa redistribution seront discutés.

Première partie

Contexte théorique et expérimental



# 1 | **Modèle Standard et interaction forte**

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Le Modèle Standard : particules élémentaires et interactions fondamentales</b>	<b>7</b>
1.1.1	Une brève histoire des particules	7
1.1.2	Le Modèle Standard	8
<b>1.2</b>	<b>La ChromoDynamique Quantique</b>	<b>9</b>
1.2.1	Constante de couplage	10
1.2.2	QCD perturbative et QCD sur réseau	12
<b>1.3</b>	<b>Description des processus hadroniques</b>	<b>13</b>
1.3.1	Modèle des partons	13
1.3.2	Modèle des partons amélioré	14

---

Le but des deux chapitres qui commencent ce document est d'aborder le contexte général dans lequel s'inscrit cette thèse. Dans un premier temps, le cadre théorique sera décrit : les développements théoriques en physique subatomique permettant de mieux comprendre les constituants de la matière et leurs interactions seront introduits en se focalisant sur la chromodynamique quantique. Dans un second temps, la description des processus hadroniques par le modèle des partons sera présentée.

## 1.1 Le Modèle Standard : particules élémentaires et interactions fondamentales

### 1.1.1 Une brève histoire des particules

Notre connaissance actuelle des constituants de la matière et de leurs interactions est l'héritage de longues années de recherche en physique subatomique, discipline ayant connu un essor dans la seconde partie du  $XX^e$  siècle.

Il est maintenant connu que la matière est constituée de molécules, elles-mêmes composées d'atomes dans lesquels se trouve un noyau autour duquel se distribuent des électrons. Les expériences de Ernest Rutherford [1] et James Chadwick [2], en 1919 et 1936, ont permis de montrer l'existence de particules plus élémentaires, le proton et le neutron, qui seront considérés plus tard comme deux états d'une même particule : le nucléon [3]. Le développement des accélérateurs de particules dans les années 1960-1970 va mener à la découverte d'un nombre impressionnant de nouvelles particules, appelées hadrons.



En 1961, Murray Gell-Mann établit une classification de ces différentes particules [4] qui sera confortée par la découverte de la particule  $\Omega^-$  [5], permettant ainsi à Gell-Mann et George Zweig de postuler l'existence de particules plus élémentaires composant les hadrons : les quarks [6, 7]. Ces derniers seront les briques élémentaires utilisées par Richard Feynman pour développer son modèle des partons [8]. À ce jour, nous ne connaissons pas de constituants plus élémentaires que les quarks.

Parallèlement à la découverte de ces nouvelles particules, des développements théoriques ont été réalisés pour expliquer comment ces particules interagissent. La mise en évidence, au début du  $XX^e$  siècle, du caractère composite du noyau impose l'existence d'une interaction forte entre nucléons afin de compenser la répulsion électromagnétique entre protons et ainsi assurer la stabilité des noyaux. Puis, en 1933, Enrico Fermi proposa une théorie qui formalise une autre interaction au sein du noyau : l'interaction faible [9]. Finalement, les preuves expérimentales de l'existence des quarks et des gluons [10–13] vont conduire à la naissance d'une nouvelle théorie décrivant l'interaction forte entre quarks et gluons : la Chromodynamique Quantique.

### 1.1.2 Le Modèle Standard

Durant les années 1970, le Modèle Standard de la physique des particules, ayant pour objectif de décrire l'ensemble des particules connues ainsi que leurs interactions, est alors développé.

Ce modèle constitue une théorie effective bâtie sur le formalisme d'une théorie quantique des champs. Les travaux de Chen Ning Yang et Robert Mills sur l'invariance de jauge [14] ont permis de définir un groupe de symétrie sous lequel le Modèle Standard est invariant :  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ . Chaque groupe de symétrie correspond à une interaction entre particules. Ainsi, le Modèle Standard décrit l'interaction électromagnétique basée sur le groupe de symétrie  $U(1)$ , l'interaction faible sur  $SU(2)$  et l'interaction forte sur  $SU(3)$ .

Dans le cadre du Modèle Standard, les particules sont différenciées en deux groupes : les fermions et les bosons. Un résumé de la classification de ces particules est présenté en figure 1.1.

Les fermions sont les particules qui composent la matière et sont groupés en trois familles<sup>1</sup> (ou générations) hiérarchisées par masse et composées de deux quarks et deux leptons chacune (voir figure 1.1). Ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et possèdent un spin demi-entier.

Les fermions doivent également respecter le principe d'exclusion de Pauli interdisant à deux particules de se trouver localement dans le même état quantique. Or, l'existence de particules comme le  $\Delta^{++}$  composé de trois quarks identiques viole ce principe. Les quarks doivent donc être dotés d'un nombre quantique supplémentaire : la couleur [16]. Chaque quark porte alors une couleur rouge, vert ou bleu (en analogie à la couleur visible), qui est la charge de l'interaction forte pouvant être comparée à la charge électrique pour l'interaction électromagnétique.

Les bosons du Modèle Standard, quant à eux, sont les médiateurs des interactions : photon pour l'interaction électromagnétique, bosons  $Z$  et  $W^\pm$  pour l'interaction faible, et gluon ( $g$ ) pour l'interaction forte. Ils suivent une statistique de Bose-Einstein et possèdent un spin entier.

Le Modèle Standard de la physique des particules est très bien testé, et la découverte d'une particule possédant les mêmes caractéristiques que le boson de Higgs<sup>2</sup> en 2012 [17, 18], conforte son statut de théorie de référence de la physique des particules. Cependant, le cadre du Modèle Standard ne permet pas de décrire la gravitation, d'expliquer l'oscillation des neutrinos ou encore l'asymétrie entre matière et antimatière observée dans l'univers, ce qui laisse à penser que ce modèle n'est pas complet et qu'une théorie plus large peut être établie.

Dans la suite, nous nous intéresserons à l'interaction forte et à la chromodynamique quantique, qui en offre un cadre théorique.

1. Il a été démontré que nombre de familles de leptons ne peut pas être supérieur à trois par la mesure de la largeur du pic du boson  $Z$  au LEP [15].

2. Le boson de Higgs et le champ lui étant associé permettent d'expliquer l'origine de la masse des particules élémentaires.

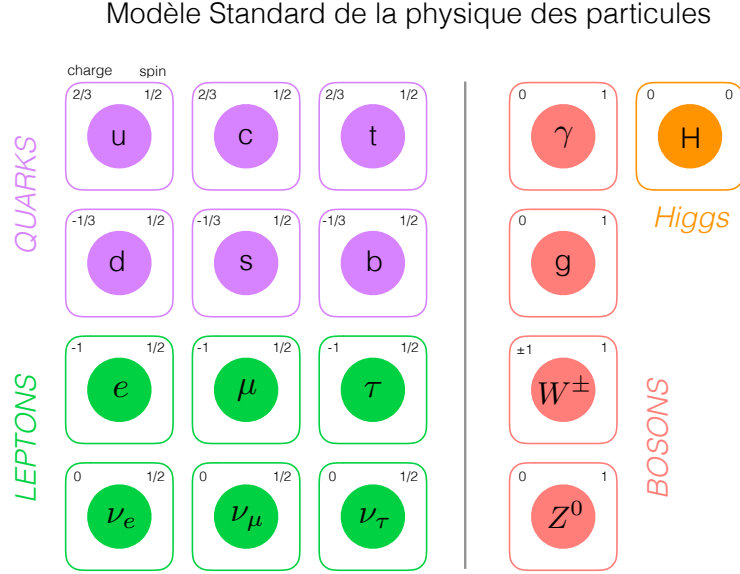


FIGURE 1.1 – Table résumant les particules élémentaires décrites par le Modèle Standard : les fermions (en violet et vert) et les bosons (en rouge et orange).

## 1.2 La ChromoDynamique Quantique

La chromodynamique quantique (QCD), qui décrit l'interaction forte, est une théorie de jauge non abélienne, fondée sur le formalisme de la théorie des champs, invariante locale sous la symétrie du groupe de Lie  $SU(3)$  de couleur. Son développement a été fortement inspiré par le formalisme de l'électrodynamique quantique, QED [19].

Afin de décrire les interactions entre quarks et gluons, il est nécessaire de construire le Lagrangien de la QCD [20, 21], qui sera de la forme :

$$L_{\text{QCD}} = L_{\text{cin}} + L_{\text{q}} \quad (1.1)$$

où  $L_{\text{cin}}$  est le terme cinétique qui représente la propagation des champs et  $L_{\text{q}}$  représente le Lagrangien de Dirac d'un quark supposé libre de masse  $m$ , donné par :

$$L_{\text{q}} = \sum_{j=1}^{N_c} \bar{\psi}_j(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_j(x) \quad (1.2)$$

Les fonctions  $\psi_j(x)$  représentent les champs de quark, qui sont des spineurs de Dirac et triplets de couleur ( $j = 1, 2, 3$ ). Par la suite, la sommation sur le nombre quantique de couleur sera implicite.

Ce Lagrangien doit être invariant sous la transformation de jauge locale, qui agit sur les indices de couleur :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\theta_a(x)T_a} \psi(x) \quad (1.3)$$

où  $x$  met en évidence le caractère local de la transformation. On introduit ici les générateurs  $T^i$  du groupe  $SU(3)$  définis par les relations de commutation suivantes :

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^c \quad (1.4)$$

avec  $f^{ijk}$ , les constantes de structure du groupe  $SU(3)_c$ . Les générateurs  $T^i$  dépendent des matrices de Gell-Mann ( $T^i = 1/2\lambda^i$ ) et sont au nombre de huit (i.e.  $i \in \{1; 8\}$ ).

La dérivée covariante qui respecte la transformation de jauge locale est introduite :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s T_a G_\mu^a \quad (1.5)$$

où  $g_s$  est la constante de couplage de jauge et les  $G_\mu^a$  sont les huit champs de jauge dont les médiateurs sont identifiés aux gluons et se transforment suivant :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^{\prime a} = G_\mu^a - \frac{1}{g_s} \partial_\mu \theta_a \quad (1.6)$$

Enfin, pour obtenir le terme cinétique  $L_{\text{cin}}$  du Lagrangien il est nécessaire de définir le tenseur de forces :

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{bc}^a G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.7)$$

Les deux premiers termes correspondent à la propagation des champs de gluons et sont similaires aux termes présents dans le Lagrangien QED, correspondant à la propagation des photons. Le dernier provient du caractère non abélien du groupe de symétrie SU(3) et correspond à l'interaction du gluon avec lui-même, qui n'a pas d'équivalent en QED.

Le Lagrangien de la chromodynamique s'écrit alors :

$$L_{\text{QCD}} = \sum_{j=1}^{N_f} \left[ \bar{\psi}_j(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_j(x) - \bar{\psi}_j(x) g_s \gamma_\mu T_a G_\mu^a \psi_j(x) \right] - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.8)$$

Le premier terme du Lagrangien correspond aux quarks libres, le second, au couplage de Yukawa entre les quarks et les gluons. Finalement, le dernier terme, unique à la QCD, correspond aux vertex d'auto-interaction à trois et quatre gluons. Les seuls paramètres de la QCD sont donc la masse des quarks et le couplage  $g_s$ , ce qui fait de la QCD une théorie renormalisable.

### 1.2.1 Constante de couplage

Les calculs de QCD peuvent être réalisés grâce à la méthode des intégrales de chemin développée par Feynman [22]. Le nombre de diagrammes à considérer pour le calcul de l'intégrale de chemin est infini, du fait de la fluctuation du vide QCD, et l'intégration sur les diagrammes d'ordres supérieurs contenant des boucles (comme présenté en figure 1.2) mène à des divergences, dites ultraviolettes à haute énergie, et infrarouges à basse énergie.

La méthode de renormalisation permet de s'affranchir de ces divergences en dotant chaque paramètre de la théorie d'une partie dite "nue" et d'une partie dite "renormalisée" qui dépend de l'échelle d'énergie de l'interaction. De ce fait, la constante de couplage, qui est la variable permettant de rendre compte de l'intensité de l'interaction, ne sera pas constante, mais dépendra de l'échelle d'énergie de l'interaction considérée.

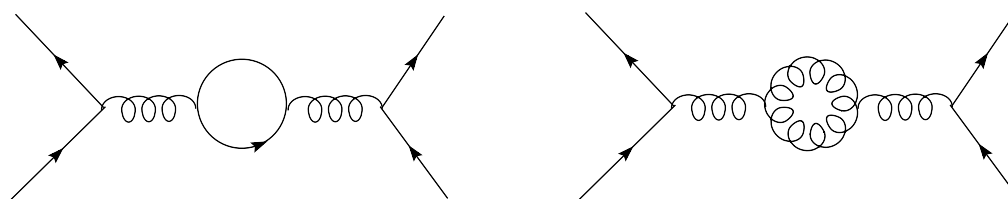


FIGURE 1.2 – Diagrammes de Feynman représentant la polarisation du vide avec une boucle de quark (gauche) et une boucle de gluon (droite).

Malgré le fait que la QCD ne permette pas de prédire la valeur de la constante de couplage  $g_s$  de l'interaction forte, elle prédit la dépendance en énergie de la variable  $\alpha_s(Q^2)$ , où  $Q^2$  représente le carré de l'impulsion transférée lors de l'interaction considérée et  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ . L'évolution de la constante de couplage est donnée par l'équation du groupe de renormalisation [23] :

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s(Q^2)}{\partial Q^2} = \beta(\alpha_s(Q^2)) \quad (1.9)$$

où la fonction  $\beta(\alpha_s(Q^2))$  est développée par perturbation (expansion en série de puissance) :

$$\beta(\alpha_s(Q^2)) = - \left[ \beta_0 \alpha_s^2(Q^2) + \beta_1 \alpha_s^3(Q^2) + \beta_2 \alpha_s^4(Q^2) + \dots \right] \quad (1.10)$$

Le terme en  $\beta_0$  [23], correspondant à l'ordre dominant des perturbations, est donné par :

$$\beta_0 = \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi} \quad (1.11)$$

avec  $N_c$  le nombre de couleurs et  $N_f$  le nombre de saveurs (3 et 6 respectivement pour la théorie de la QCD actuelle).

Dans l'approximation de l'ordre dominant, la solution de l'équation 1.9 est :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2)\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} (11N_c - 2N_f) \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (1.12)$$

où  $\mu^2$  représente l'échelle d'énergie pour laquelle  $\alpha_s(\mu^2)$  est connue. La dépendance en  $\beta_0$  met en évidence la compétition entre les diagrammes de polarisation du quark et ceux de polarisation du gluon (figure 1.2). Pour un nombre de saveurs  $N_f$  inférieur à 16, le terme de polarisation du gluon est dominant, menant ainsi à un effet d'anti-écranage de la charge de couleur<sup>3</sup>.

Finalement, on peut réécrire l'équation précédente en introduisant le paramètre de coupure  $\Lambda_{QCD} \approx 217$  MeV, appelé l'échelle de la QCD, qui est déterminé expérimentalement [24]. L'évolution de la constante de couplage s'écrit alors :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(11N_c - 2N_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (1.13)$$

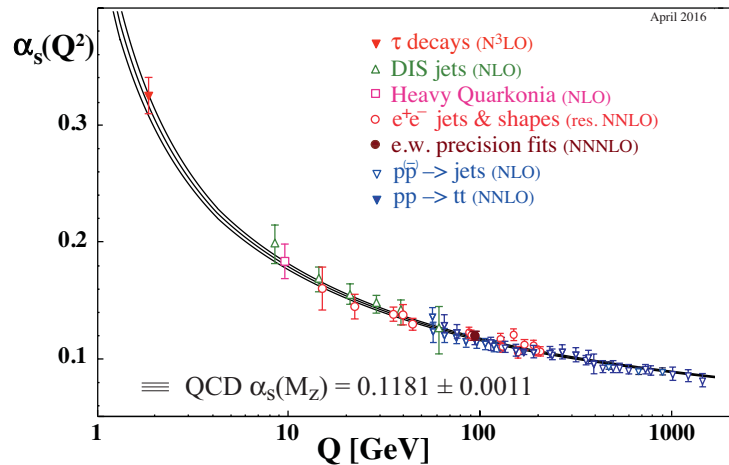


FIGURE 1.3 – Évolution de la constante de couplage  $\alpha_s$  de l'interaction forte en fonction de l'impulsion transférée  $Q$ . La valeur moyenne pour  $Q = m(Z)$  est également indiquée [25].

L'évolution de la constante de couplage en fonction du carré du moment transféré lors de l'interaction  $Q$  est présentée en figure 1.3, ainsi que sa valeur pour la masse du boson  $Z$ . Plus  $Q$  augmente (i.e. la distance entre les partons diminue, puisque  $Q \propto 1/r$ ), plus la constante de couplage diminue. Ceci signifie que les quarks n'interagissent presque plus à faible distance et peuvent être considérés comme des particules quasi libres : c'est le régime de *liberté asymptotique*, concept proposé en 1973 par Gross, Wilczek [26] et Politzer [27]. En revanche, à bas  $Q$ , ou à des

3. Notons qu'en QED, contrairement à QCD, il n'existe pas de terme d'auto-couplage du photon, ce qui mène à un effet d'écranage de la charge électrique

distances plus grandes, la constante de couplage augmente jusqu'à diverger lorsque  $Q = \Lambda_{QCD}$  [28] : c'est le régime de *confinement* de la couleur.

Bien qu'aucune description mathématique ne décrive le régime de confinement, celui-ci peut être compris intuitivement en introduisant le potentiel d'interaction entre deux quarks en fonction de la distance  $r$  les séparant [29] :

$$V(r) = -\frac{A(r)}{r} + Kr \quad (1.14)$$

où la constante  $K$  peut être assimilée à la tension d'une corde qui relierait les deux quarks. Lorsque la distance entre les quarks devient grande (i.e.  $Q^2$  devient faible), le terme  $Kr$  devient dominant dans l'expression du potentiel  $V(r)$  (voir figure 1.4). Dans ce régime de confinement, l'énergie d'interaction entre les quarks devient supérieure à celle nécessaire pour créer une paire  $q\bar{q}$ . Ce processus, également appelé fragmentation, est à l'origine de la formation d'ensembles collimés de particules neutres de couleur (appelés jets dans la suite de ce manuscrit). Le confinement permet donc de comprendre pourquoi les quarks ne peuvent être observés seuls. Cependant, il ne permet pas d'expliquer comment les quarks sont confinés au sein d'objets qui sont neutres de couleurs, ce qui signifie que le lien mathématique entre la QCD et la propriété de confinement reste à établir.

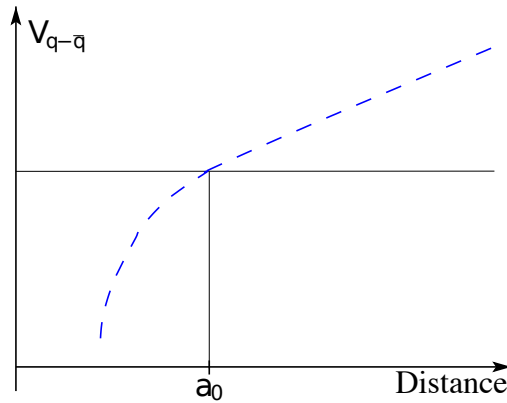


FIGURE 1.4 – Potentiel d'interaction entre deux quarks en fonction de la distance les séparant.

### 1.2.2 QCD perturbative et QCD sur réseau

Du point de vue de la QCD, le régime de liberté asymptotique permet d'appliquer un traitement perturbatif, puisque la constante de couplage est faible, ce qui n'est plus le cas dans le régime de confinement, il est donc nécessaire d'avoir recours à la QCD sur réseau.

La QCD perturbative (pQCD) permet de développer les observables en série de puissances de  $\alpha_s$ . Les prédictions sont obtenues à l'aide de tous les diagrammes de Feynman possibles pour un processus donné. Pour cela, des calculs précis de la QCD ne sont possibles que lorsque la constante de couplage reste faible devant l'unité. De plus, les gluons pouvant interagir entre eux, le nombre de diagrammes devant être considérés lors des calculs est important par rapport à la QED, et les ordres pouvant être atteints avec une précision acceptable sont donc limités.

Il est généralement admis que la QCD perturbative peut s'appliquer pour des échelles d'énergie supérieures à quelques GeV.

Par ailleurs, la QCD sur réseau, ou  $\mathcal{L}QCD$  (pour lattice QCD en anglais), proposée en 1974 par Kenneth Wilson [30] explore le domaine non perturbatif de la QCD, en évaluant numériquement les intégrales de chemin de Feynman.  $\mathcal{L}QCD$  permet de régulariser la théorie, c'est-à-dire supprimer les divergences, en discrétisant l'espace-temps euclidien en un réseau, de maille  $a$ , hypercubique à quatre dimensions. Dans ce réseau, les champs de quark se situent aux nœuds et les champs de gluon se propagent le long des liens existant entre chaque nœud [31], comme le montre la figure 1.5.

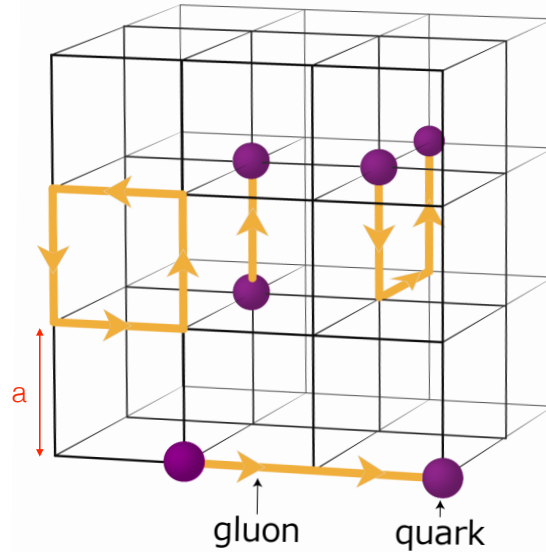


FIGURE 1.5 – Représentation d’un réseau hypercubique utilisé pour discrétiser l’espace-temps euclidien dans le cadre de la QCD sur réseau. Les champs de quark sont situés aux nœuds du maillage séparés d’une distance  $a$ . Les gluons se propagent entre les nœuds.

$\mathcal{L}$ QCD permet d’accéder à l’état d’un système donné par la fonction de partition :

$$Z = \int [dx] e^{-S} \quad (1.15)$$

où  $S = \int d^4x L$  est l’action. Notons que, du fait de la discrétisation de l’espace-temps,  $L$  n’est pas le Lagrangien QCD,  $L_{\text{QCD}}$ , et l’action  $S$  est discrétisée de façon à tendre vers l’action de la QCD  $S_{\text{QCD}}$  dans la limite continue, c’est-à-dire quand  $a \rightarrow 0$ .

Le système est alors considéré comme un système statistique et l’intégrale de chemin peut être évaluée par des algorithmes Monte-Carlo qui permettent d’obtenir la configuration de champs la plus probable correspondant à l’état du système.

La condition de discrétisation et les limitations des calculs, comme la taille du maillage ou la taille du volume de l’hypercube considéré, mènent à des incertitudes sur les résultats des simulations de  $\mathcal{L}$ QCD pouvant être importantes. Cependant, ces incertitudes tendent à diminuer avec l’augmentation de la puissance de calcul des ordinateurs ainsi que l’émergence de nouvelles modélisations d’actions.

## 1.3 Description des processus hadroniques

### 1.3.1 Modèle des partons

Le modèle des partons [8] a été développé afin de tenir compte du caractère composite des hadrons lors de la description de leurs processus d’interactions, en se fondant sur le principe qu’un hadron peut être considéré comme une collection de partons indépendants. De ce fait, la diffusion profondément inélastique (ou DIS) d’un électron sur un nucléon est interprétée comme la diffusion d’un électron sur un parton, supposé libre à l’intérieur du nucléon.

Le modèle des partons peut être aisément généralisé à la description de collisions hadroniques de haute énergie (figure 1.6) qui permettent de sonder la matière nucléaire. La section efficace du processus d’interaction entre les hadrons  $h_1$  et  $h_2$  s’écrit comme une somme incohérente de processus partoniques [20] :

$$d\sigma(h_1 h_2 \rightarrow CD) = \int \sum_{a,b} dx_1 dx_2 f_{a/h_1}(x_1) f_{b/h_2}(x_2) d\sigma^{ab \rightarrow cd}(x_1, x_2) D_{c \rightarrow C}(z_1) D_{d \rightarrow D}(z_2) \quad (1.16)$$

où le formalisme de factorisation est appliqué. La fonction de distribution des partons (PDF)  $f(x_i)$  représente la probabilité que le parton  $a$  de porter la fraction d'impulsion  $x_i$  (variable de Bjorken) du hadron initial.  $\sigma(x_1, x_2)$  est la section efficace du processus partonique qui contient les effets à courte distance. Enfin,  $D_{i \rightarrow I}(z_i)$  est la fonction de fragmentation, ou la probabilité qu'un hadron  $I$  soit issu de la fragmentation du parton  $i$  en emportant la fraction d'impulsion  $z_i$ . La sommation est faite sur l'ensemble des processus partoniques possibles où les indices  $a$  et  $b \in \{q, \bar{q}, g\}$ .

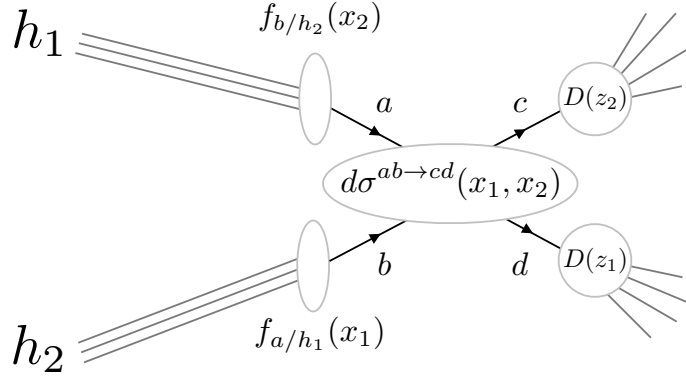


FIGURE 1.6 – Schématisation d'un processus hadronique avec ses trois niveaux de description : fonctions de distribution des partons  $f_{i/h_j}(x_j)$ , section efficace du processus partonique dur  $\sigma^{ab \rightarrow cd}(x_1, x_2)$  et fonctions de fragmentation  $D(z_j)$ .

### 1.3.2 Modèle des partons amélioré

L'application aux interactions hadroniques d'un modèle originellement utilisé en diffusions profondément inélastiques fait intervenir des fonctions de structure sans dimension :  $F_1(x, Q^2) = \sum_i q_i^2/2f_i(x, Q^2)$  et  $F_2(x, Q^2) = \sum_i xq_i^2 f_i(x, Q^2)$  [25], où  $q_i$  représente la charge du parton. Dans l'hypothèse de partons libres au sein du hadron, les fonctions de structure  $F_1$  et  $F_2$  présentent une invariance d'échelle, c'est-à-dire qu'elles sont indépendantes du  $Q^2$  du processus mis en jeu, pour des valeurs de  $Q^2$  grandes. Cependant les mesures des fonctions de structure par les expériences H1 et ZEUS [32], entre autres, montrent que celles-ci dépendent logarithmiquement de  $Q^2$  à petit  $x$ , réfutant donc l'hypothèse de partons libres.

Ainsi, dans le domaine cinématique étudié au LHC, l'invariance d'échelle n'est plus satisfaite et la dépendance en  $Q^2$  doit être prise en compte lors du calcul des sections efficaces, ce qui est rendu possible par les propriétés de régularisation de la QCD qui permettent d'introduire de nouvelles fonctions de structure qui dépendent de  $Q^2$  en accord avec les résultats expérimentaux.

Afin d'utiliser le théorème de factorisation, il est nécessaire d'introduire une échelle de factorisation  $\mu$  pour laquelle la section efficace du processus hadronique  $h_1 + h_2 \rightarrow C + D$  s'écrit :

$$d\sigma(h_1 h_2 \rightarrow CD) = \int \sum_{a,b} dx_1 dx_2 f_{a/h_1}(x_1, \mu^2) f_{b/h_2}(x_2, \mu^2) d\sigma^{(ab \rightarrow cd)}(Q^2, \mu^2) D_{c \rightarrow C}(z_1) D_{d \rightarrow D}(z_2) \quad (1.17)$$

Seule la section efficace du processus dur partonique  $d\sigma^{(ab \rightarrow cd)}(Q^2, \mu^2)$  contient les effets à courte distance. De ce fait, elle peut être complètement exprimée à l'aide d'un développement perturbatif en puissance de  $\alpha_s$  en suivant les règles de Feynman.

### Fonctions de distribution des partons

Les fonctions de distribution des partons  $f_{i/h_j}(x_j, \mu^2)$ , qui dépendent des fonctions de structure  $F_i(x)$ , représentent des effets à longue distance et ne peuvent pas être totalement déterminées par

traitement perturbatif. Leur évolution en fonction de  $\mu$  est paramétrisée par l'équation d'évolution DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [33–35] :

$$\mu^2 \frac{\partial f(x, \mu^2)}{\partial \mu^2} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ab}(z, \alpha_s(\mu^2)) f\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) \quad (1.18)$$

Les fonctions de Kernel  $P_{ab}(z, \alpha_s(\mu^2))$ , appelées fonctions de séparation (*splitting functions*), décrivent, avec le facteur multiplicatif  $\alpha_s(\mu^2)/2\pi$ , la probabilité d'embranchement  $a \rightarrow b$  et peuvent être calculées avec un développement en série de  $\alpha_s$ .

Bien que la QCD permette de prédire l'évolution des PDF à l'aide de l'équation DGLAP, elle ne permet pas, a priori, de les connaître pour une valeur donnée  $\mu_0$ . Elles doivent donc être mesurées expérimentalement pour cette impulsion transférée donnée  $\mu_0$ , puis les prédictions faites pour une autre échelle  $\mu$  peuvent être comparées avec des mesures expérimentales à l'échelle  $\mu$ . La précision des données expérimentales pouvant être atteintes requiert que les calculs soient faits au moins à NLO ou NNLO.

La figure 1.7 présente les paramétrisations de PDF obtenues par ajustement des données expérimentales de diffusions profondément inélastiques [36] pour deux échelles d'impulsion transférée  $Q^2 = \mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$  et  $Q^2 = 6464 \text{ GeV}^2$ .

On observe que lorsque la variable de Bjorken,  $x$ , devient faible, la densité de gluons domine. Ceci mène à une modification des PDF et l'équation d'évolution à considérer n'est plus DGLAP, mais BFKL (Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov) [37–39], comme l'illustre la figure 1.8.

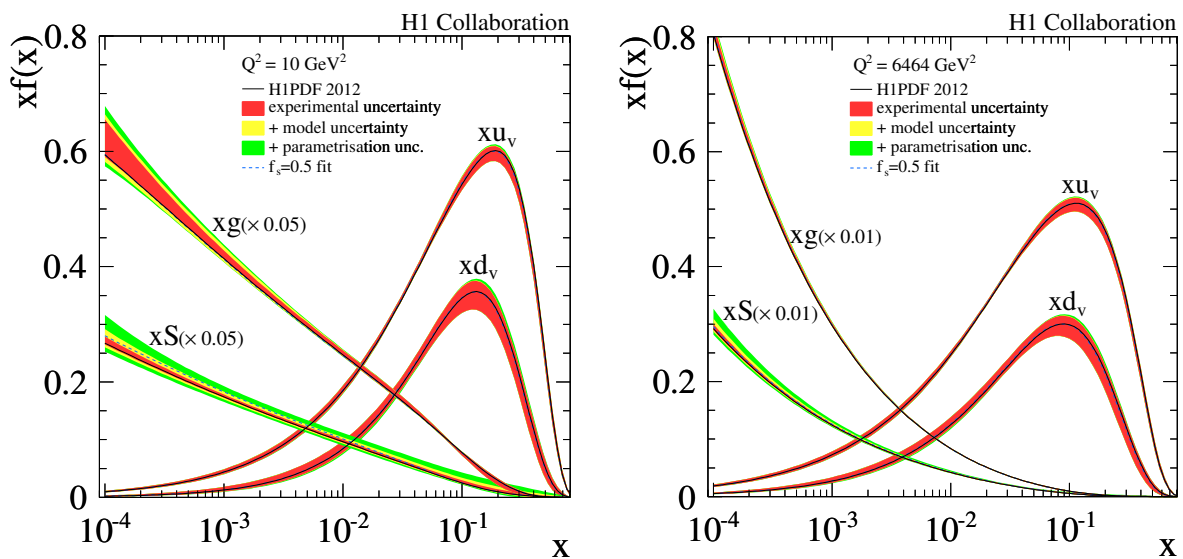


FIGURE 1.7 – Distributions des fonctions de distribution des partons multipliées par la variable de Bjorken  $x$  en fonction de  $x$  pour les gluons, quarks de valence ( $u_v$  et  $d_v$ ) et de la mer ( $S$ ) mesurées par la collaboration H1 pour deux échelles :  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  (gauche) et  $Q^2 = 6464 \text{ GeV}^2$  (droite) [36].

### Fonctions de fragmentation

Les fonctions de fragmentation  $D_{i \rightarrow I}(z)$  permettent de décrire le processus de fragmentation des partons  $c$  et  $d$ , issus du processus dur, en hadrons en distinguant deux étapes.

D'abord, une cascade de partons a lieu menant à l'existence de plusieurs partons dit finaux. Ce processus de cascade peut être considéré avec pQCD jusqu'à un  $Q_0$  de l'ordre du GeV. Dans ce cas, comme pour les PDF, l'évolution des fonctions de fragmentation est régie par l'équation DGLAP.



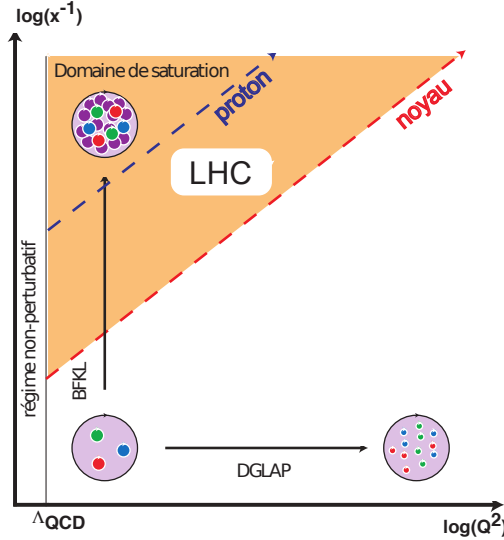


FIGURE 1.8 – Illustration de l'évolution de la densité gluonique et des équations d'évolution en fonction de  $Q^2$  et  $x$ .

Dans un deuxième temps, les partons finaux vont s'arranger au sein de hadrons neutres de couleur : c'est l'hadronisation. Ceci ne peut pas être décrit par pQCD puisque les impulsions mises en jeu sont faibles, mais peut être décrit par des modèles détaillés plus loin.

La fonction de fragmentation donnant la probabilité de former un hadron  $H$  à partir d'un parton  $i$  peut ainsi être déterminée avec :

$$\frac{\partial}{\partial \ln \mu^2} D_{i \rightarrow H}(z, \mu^2) = \sum_i \int_z^1 \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \frac{dz'}{z'} P_{ij}(z', \alpha_s(\mu^2)) D_{j \rightarrow H}\left(\frac{z}{z'}, \mu^2\right) \quad (1.19)$$

où la sommation porte sur les partons. On reconnaît l'évolution DGLAP et le terme non perturbatif  $D_{j \rightarrow H}(z/z', \mu^2)$  correspondant à l'hadronisation du parton de l'état final.

Des modèles phénoménologiques ont été développés afin de décrire cette hadronisation, dont les plus connus sont le modèle des cordes [40] et le modèle des *clusters* [41].

Le modèle des cordes, utilisé, par exemple, par le générateur Monte-Carlo PYTHIA<sup>4</sup>, reprend la description de deux quarks se trouvant à chaque extrémité d'une corde gluonique représentant le potentiel d'interaction entre les quarks. À une certaine distance critique, la corde cède créant une nouvelle paire  $q\bar{q}$ . Ce schéma se répète de façon successive jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'énergie disponible pour créer une nouvelle paire  $q\bar{q}$ , et les quarks et antiquarks ainsi créés, par suite, se groupent en mésons ou baryons.

Le modèle des *clusters* est utilisé par le générateur HERWIG. Le modèle commence par "scinder" les gluons finaux en paires  $q\bar{q}$ , singulet de couleur dont le spectre de masse est universel à cause de la propriété de pré-confinement de la couleur [42]. Ces singulets de couleur forment alors des groupes, ou *clusters*, qui décroissent en hadrons de façon isotropique. Une comparaison des deux modèles est présentée en figure 1.9.

4. Plus de détails sur les générateurs Monte-Carlo seront donnés en section 3.2.4.

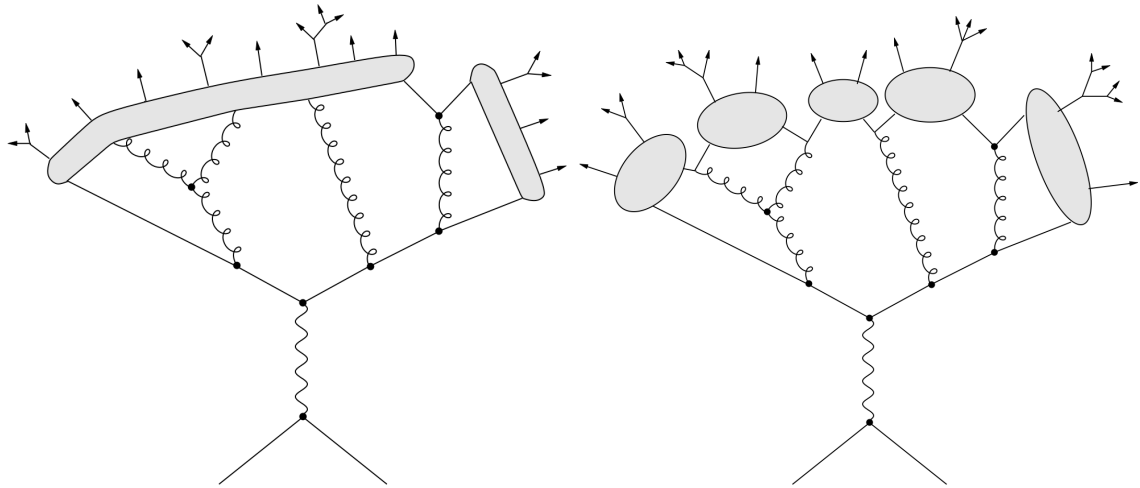


FIGURE 1.9 – Schématisation des modèles d’hadronisation des cordes (gauche) et des clusters (droite) [21].



# 2 | Le Plasma de Quarks et de Gluons

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Transition de phase</b> . . . . .	<b>20</b>
<b>2.2</b>	<b>Collisions d'ions lourds</b> . . . . .	<b>22</b>
2.2.1	Cinématique relativiste . . . . .	22
2.2.2	Géométrie de la collision . . . . .	23
<b>2.3</b>	<b>Effets nucléaires froids</b> . . . . .	<b>26</b>
<b>2.4</b>	<b>Formation et évolution du QGP</b> . . . . .	<b>27</b>
2.4.1	Phase de pré-équilibre . . . . .	29
2.4.2	Expansion de la phase partonique . . . . .	29
2.4.3	Phase hadronique . . . . .	30
<b>2.5</b>	<b>Résultats expérimentaux</b> . . . . .	<b>30</b>
2.5.1	Signatures historiques du QGP . . . . .	31
2.5.2	État de l'art : vers une compréhension plus fine du QGP . . . . .	37
2.5.3	Des questions encore ouvertes . . . . .	44
<b>2.6</b>	<b>Corrélations photon-hadron</b> . . . . .	<b>47</b>
2.6.1	Motivations . . . . .	47
2.6.2	Méthode d'analyse . . . . .	51

---

Peu de temps après le développement de la QCD en 1974, plusieurs théoriciens ont prédit l'existence d'un nouvel état de la matière nucléaire [43, 44] composé non plus de hadrons, mais de partons (quarks et gluons) : le plasma de quarks et de gluons. Des études de la matière nucléaire sous des conditions extrêmes de densité d'énergie et/ou de température ont permis de confirmer l'existence d'une température critique au-delà de laquelle la matière nucléaire est effectivement composée de quarks et gluons libres de se mouvoir dans un volume plus grand que la taille d'un hadron.

Dans un premier temps, l'existence de cette transition de phase de la matière hadronique vers le plasma de quarks et de gluons sera discutée. Puis les collisions d'ions lourds, qui permettent d'accéder à cet état déconfiné de la matière, ainsi que leurs caractéristiques seront présentées. Enfin, les sondes utilisées pour étudier les propriétés de ce nouvel état de la matière seront décrites avant de présenter l'état de l'art des résultats expérimentaux provenant des collisions d'ions lourds. Nous concluons avec les motivations de l'analyse réalisée lors de ce travail de thèse.

## 2.1 Transition de phase

Dans des conditions normales de température et de densité d'énergie, les quarks et les gluons n'ont jamais été observés seuls, c'est-à-dire autrement que confinés au sein de hadrons. Cependant, le régime de liberté asymptotique implique que, sous certaines conditions d'écrantage de l'interaction forte (voir section 1.2.1), les partons ne seraient plus confinés au sein des hadrons. Cet état de la matière déconfinée est appelé plasma de quarks et gluons (*QGP*), par analogie avec les plasmas électromagnétiques.

Le passage entre la matière hadronique confinée et déconfinée peut être illustré, de façon simplifiée, à l'aide du potentiel d'interaction entre quarks. En effet, en augmentant la température et/ou le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  (qui représente la différence entre le nombre de baryons et d'anti-baryons), le nombre de charges de couleur par unité de volume augmente (par excitation du vide créant de nouvelles paires  $q\bar{q}$  ou par compression), écrantant ainsi le potentiel entre quarks. Au-delà d'une température (ou  $\mu_B$ ) critique, le potentiel sature, à grande distance, à une valeur inférieure à la valeur du potentiel d'interaction d'un quark au sein d'un hadron de rayon  $a_0$ , comme le montre la figure 2.1. Dans ces conditions, les quarks interagissent toujours fortement, mais ne sont plus confinés au sein de hadrons.

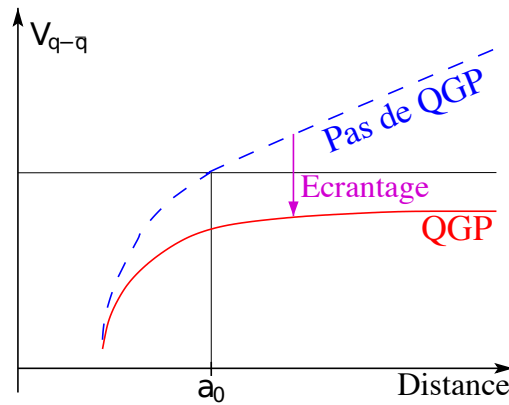


FIGURE 2.1 – Potentiel d'interaction entre quarks  $V_{q-\bar{q}}$  en fonction de la distance  $r$  les séparant. La courbe bleue en pointillés représente l'interaction pour des conditions standard de densité de charges de couleur. La courbe rouge pleine représente le potentiel écranté lorsque la densité de charges de couleur est élevée.

Le déconfinement est une transition de phase pour laquelle il est possible de déterminer une température critique  $T_c$  au-delà de laquelle les partons ne sont plus confinés. Notamment, des modèles simplistes, comme le modèle du sac [45], permettent d'estimer une température critique comprise entre 150 et 200 MeV.

La transition de phase peut à présent être étudiée avec beaucoup plus de précision grâce à des calculs effectifs de  $\mathcal{L}QCD$ . La première observable d'intérêt pour étudier la transition de phase est la boucle de Polyakov [46, 47] :

$$L(T) \approx \lim_{r \rightarrow \infty} \exp(-f(r)/T) \quad (2.1)$$

où  $f(r)$  est la densité d'énergie libre, qui peut être directement reliée au potentiel d'interaction  $V(r)$ ,  $T$  est la température du milieu et  $r$  la distance entre deux quarks [48]. La boucle de Polyakov est un paramètre d'ordre (au sens thermodynamique) qui permet de rendre compte de la transition de phase par le biais de sa variation en fonction de la température, présentée sur la figure 2.2a. À basse température,  $L$  est faible, montrant que la densité d'énergie libre est très grande. Ceci signifie que  $V(r)$  est grand, il y a donc confinement. Au contraire, à haute température,  $L$  devient grand. L'énergie libre et le potentiel d'interaction ont donc diminué, ce qui témoigne de la transition de phase vers un état déconfiné à la température critique  $T_c$ .

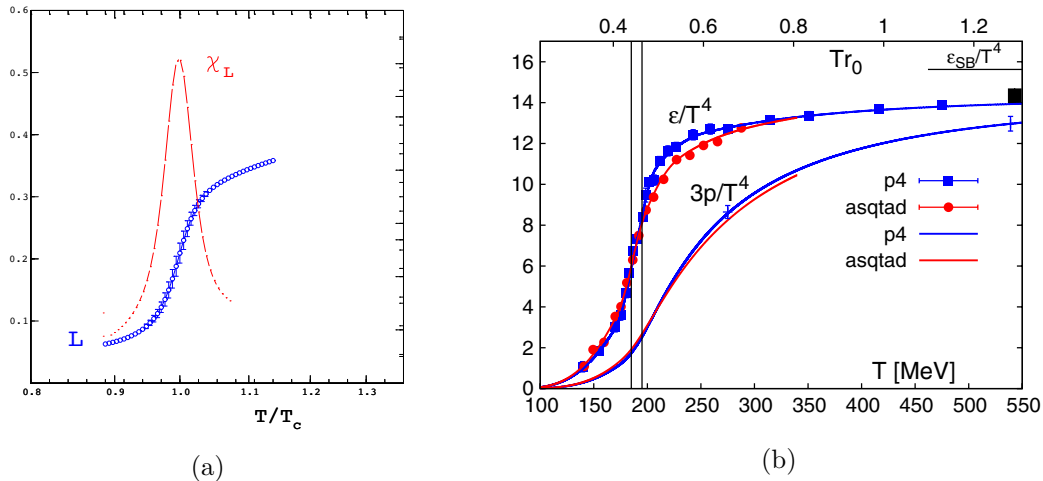


FIGURE 2.2 – (a) Variation de la boucle de Polyakov et de sa susceptibilité  $\chi_L(T) = \langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2$  en fonction du rapport de la température sur la température critique  $T_c$  [49]. (b) Densité d'énergie et pression divisées par la température à la puissance 4 en fonction de la température, obtenues par des calculs de  $\mathcal{L}QCD$  (deux types d'actions,  $p_4$  et  $asqtad$ , ont été utilisées). La limite de Stephan-Boltzmann ( $\epsilon_{SB}/T^4$ ) pour un gaz parfait est également présentée [50].

Lors de la transition de phase, les partons sont libérés de leur enveloppe hadronique, les degrés de liberté ne sont alors plus hadroniques, mais partoniques. L'augmentation du nombre de degrés de liberté participant à la dynamique du système peut être observée sur le comportement des variables thermodynamiques de celui-ci. Ces variables peuvent être dérivées de la fonction de partition grand canonique  $Z(T, V)$ , où  $T$  est la température et  $V$  est le volume. On a, par exemple, pour la densité d'énergie et la pression :

$$\epsilon = \left( \frac{T^2}{V} \right) \left( \frac{\partial \ln(Z)}{\partial T} \right)_V \quad (2.2)$$

$$P = T \left( \frac{\partial \ln(Z)}{\partial V} \right)_T \quad (2.3)$$

La figure 2.2b montre la variation de la densité d'énergie et de la pression en fonction de la température. La montée abrupte de ces deux variables met en évidence l'augmentation du nombre de degrés de liberté, en accord avec une transition de phase vers un milieu déconfiné.

L'ordre de la transition prédit par les calculs de  $\mathcal{L}QCD$  dépend de la masse des quarks utilisée. Pour des masses de quarks réalistes et  $\mu_B = 0$ , la transition est de type *cross-over* rapide [51], c'est-à-dire que le passage de la phase confinée à celle déconfinée se fait de manière continue. Il existe donc un intervalle en température pour lequel les degrés de liberté, hadroniques ou partoniques, ne sont pas clairement identifiables.

Le travail de deux collaborations indépendantes, *HotQCD* et *Wuppertal-Budapest*, permet aujourd'hui d'avoir une bonne estimation de la température critique pour  $\mu_B = 0$  :  $T_c \approx 154$  MeV [52, 53]. Pour de telles températures, la densité d'énergie est de l'ordre du  $\text{GeV}/\text{fm}^3$  [52] soit presque 10 fois plus que la matière nucléaire ordinaire ( $\rho_0 = 0,16 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ).

La figure 2.2b montre également la limite de Stephan-Boltzmann qui décrit le comportement d'un gaz parfait, où les partons n'interagissent plus. Cette limite pourrait être accessible pour des températures très grandes uniquement, alors que pour des températures proches de  $T_c$ , les variables thermodynamiques sont éloignées de cette limite. On parle alors de *sQGP* pour *strongly interacting-QGP*, les partons interagissent encore fortement (c'est-à-dire avec un couplage grand).

Il est possible de représenter le diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et du potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ . Ce diagramme, présenté en figure 2.3, permet de mettre en exergue les différents états de la matière nucléaire : à faible température et potentiel,

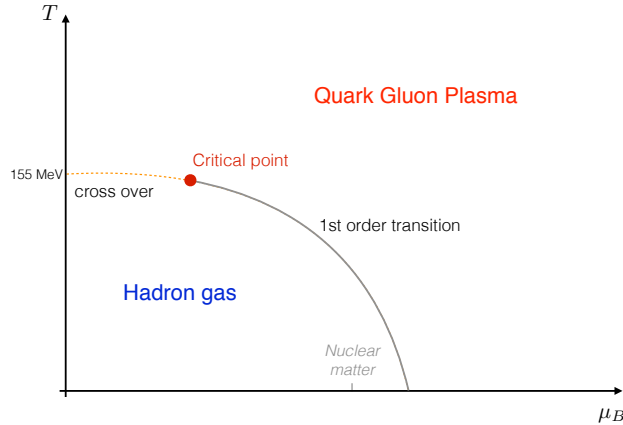


FIGURE 2.3 – Diagramme des phases de la matière nucléaire.

on retrouve la matière nucléaire ordinaire, puis, à haute température et/ou potentiel baryonique, le QGP.

L'accès à une phase déconfinée requiert des conditions thermodynamiques extrêmes pour lesquelles une densité d'énergie très grande est atteinte dans un volume de taille fini, ce qui est rendu possible en laboratoire en faisant entrer en collisions des ions lourds ayant des vitesses ultra-relativistes.

## 2.2 Collisions d'ions lourds

Différentes variables doivent être introduites afin de décrire les collisions d'ions lourds d'un point de vue cinématique et géométrique, ce qui fera l'objet de cette section.

Rappelons d'abord que  $\sqrt{s}$  définit l'énergie dans le centre de masse en collisions proton-proton et  $\sqrt{s_{NN}}$ , l'énergie dans le centre de masse par paire de nucléons en collision proton-noyau et noyau-noyau.

### 2.2.1 Cinématique relativiste

Afin de décrire une collision d'un point de vue cinématique, il est nécessaire de définir un système de coordonnées. La coordonnée longitudinale (axe  $z$  sur la figure 2.4) est choisie selon l'axe des faisceaux des particules qui entrent en collision. Le plan  $(x, y)$ , perpendiculaire à l'axe  $z$  est appelé plan transverse, avec l'axe  $(Oy)$  pointant vers le haut. Ce système de coordonnées permet par exemple de décomposer l'impulsion  $p$  d'une particule de masse  $m$  issue d'une collision en une composante longitudinale et une autre transverse :

$$p = \sqrt{p_z^2 + p_T^2} \quad \text{où} \quad p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.4)$$

et l'énergie transverse se définit comme :

$$E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} \quad (2.5)$$

La rapidité  $y$  est une variable sans dimension qui présente l'avantage d'être additive en relativité restreinte. La rapidité d'une particule d'énergie  $E$  est :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.6)$$

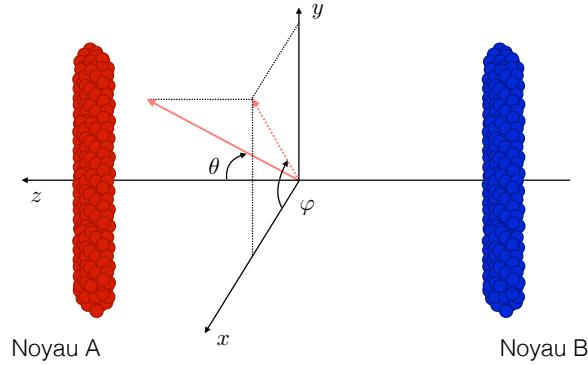


FIGURE 2.4 – Schématisation d'une collision d'ions lourds et des variables cinématiques associées.

La direction de propagation d'une particule est donnée par les variables  $(\eta, \varphi)$ , avec  $\varphi$  l'angle azimutal autour de l'axe  $z$ , et  $\eta$  la pseudo-rapacité, qui dépend de l'angle d'émission  $\theta$  de la particule par rapport à l'axe  $z$  :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.7)$$

qui tend vers  $y$  pour des collisions ultra-relativistes ( $p \gg m$ ). La différence entre  $y$  et  $\eta$  réside dans le fait que  $y$  est une variable cinématique alors  $\eta$  est une variable géométrique.

Lorsqu'une particule est émise à  $\eta$  proche de 0 (typiquement  $|\eta| \lesssim 1$ ), la rapidité est dite centrale. Au contraire pour  $\eta \gtrsim \pm 2$  on parle de rapidité à l'avant (positif) ou à l'arrière (négatif).

## 2.2.2 Géométrie de la collision

### Centralité

La géométrie de la collision est directement liée au paramètre d'impact  $b$ , qui représente la distance entre les barycentres des deux noyaux entrant en collision (figure 2.5). Plus le paramètre d'impact est petit, plus la surface de recouvrement entre les noyaux est grande, le nombre de nucléons mis en jeu  $N_{\text{part}}$  augmente, et le nombre de nucléons "spectateurs"  $N_{\text{spect}}$  qui ne participent pas à la collision diminue. La valeur du paramètre d'impact a donc une conséquence directe sur la densité d'énergie disponible dans l'état initial, et donc la température du QGP pouvant être créé lors d'une collision, mais également sur sa forme dans le plan transverse (circulaire ou en forme d'amande), ou encore sur sa taille et donc sa durée de vie. Des analyses différenciées en fonction de la valeur du paramètre d'impact seront donc utiles pour caractériser le plus précisément possible les propriétés du QGP.

Cependant, les valeurs de  $b$  ne peuvent pas être directement mesurées expérimentalement. Il faut donc avoir recours à des modèles théoriques afin d'obtenir les paramètres géométriques des collisions à partir des observables expérimentales.

Le modèle de Glauber [54, 55] permet de faire ce lien en modélisant les collisions noyau-noyau comme une superposition d'interactions nucléon-nucléon individuelles, où les interactions entre nucléons d'un même noyau ne sont pas envisagées. Ce modèle possède deux paramètres : la densité de charge nucléaire  $\rho(r)$  et la section efficace de collisions nucléon-nucléon inélastiques  $\sigma_{\text{NN}}^{\text{inel}}$ . La densité de charge nucléaire est paramétrisée par la distribution de Fermi :

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \omega(r/R)^2}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (2.8)$$

où  $\rho_0$  est la densité nucléaire moyenne,  $R$  est le rayon du noyau,  $a$  est "l'épaisseur de peau" et  $\omega$  représente la déviation de la forme du noyau par rapport à une forme sphérique<sup>1</sup>. Lors de la collision

1. Ce terme n'est pas pertinent dans le cas de noyaux de Plomb qui sont sphériques.



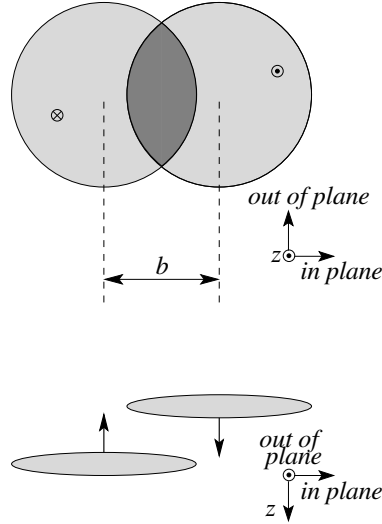


FIGURE 2.5 – Schématisation d'une collision noyau-noyau où le paramètre d'impact  $b$  est présenté.

de deux noyaux A et B, la probabilité par unité de surface de trouver un nucléon à une distance  $\vec{s}$  du centre du noyau A et  $\vec{s} - \vec{b}$  du centre du noyau B est donnée par la fonction d'épaisseur :

$$T_A(\vec{s}) = \int \rho_A(\vec{s}, z_A) dz_A \quad \text{et} \quad T_B(\vec{s} - \vec{b}) = \int \rho_B(\vec{s} - \vec{b}, z_B) dz_B \quad (2.9)$$

Et la probabilité par unité de surface de trouver deux nucléons qui se recouvrent est donnée par la fonction de recouvrement nucléaire :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int T_A(\vec{s}) T_B(\vec{s} - \vec{b}) d^2\vec{s} \quad (2.10)$$

La fonction de recouvrement et la section efficace de collisions inélastiques nucléon-nucléon permettent d'obtenir la probabilité d'interaction entre deux nucléons :

$$P_{AB}(\vec{b}) = \int T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{\text{inel}} \quad (2.11)$$

Et donc de déduire le nombre de collisions nucléon-nucléon, appelées collisions binaires, ayant lieu lors de la collision de A et B :

$$N_{\text{coll}}(\vec{b}) = N_A N_B T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{\text{inel}} \quad (2.12)$$

où  $N_A$  et  $N_B$  sont les nombres de nucléons des noyaux A et B respectivement, et le nombre de nucléons participants est [55] :

$$\begin{aligned} N_{\text{part}}(\vec{b}) = & N_A \int T_A(\vec{s}) \left[ 1 - \left( 1 - T_B(\vec{s} - \vec{b}) \sigma_{NN}^{\text{inel}} \right)^{N_B} \right] d^2\vec{s} \\ & + N_B \int T_B(\vec{s} - \vec{b}) \left[ 1 - \left( 1 - T_A(\vec{s}) \sigma_{NN}^{\text{inel}} \right)^{N_A} \right] d^2\vec{s} \end{aligned} \quad (2.13)$$

La détermination de  $N_{\text{part}}$  et  $N_{\text{coll}}$  est particulièrement importante puisque la production de processus mous (respectivement durs) est supposée être proportionnelle à  $N_{\text{part}}$  (respectivement  $N_{\text{coll}}$ ), ce qui sera discuté en section 2.5.

Une approche Monte Carlo du modèle de Glauber consiste à simuler des collisions noyau-noyau en distribuant les nucléons de chaque noyau suivant la fonction de densité de charge nucléaire  $\rho(r)$  et en positionnant les deux noyaux aléatoirement dans l'espace. Il est alors possible d'estimer la distribution de la multiplicité (nombre de particules produites dans l'état final) mesurée expérimentalement  $d\sigma/dN_{ch}$  ( $N_{ch}$  est le nombre de particules chargées détectées) et de l'ajuster.

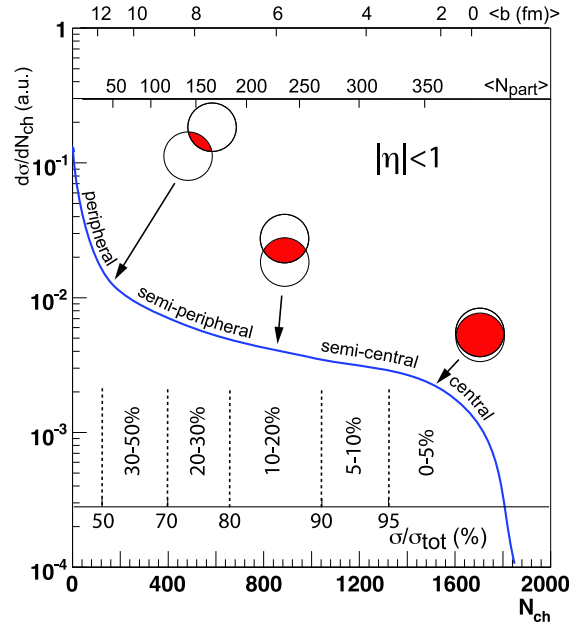


FIGURE 2.6 – Équivalences entre la centralité de collision et le paramètre d'impact  $\langle b \rangle$  ou le nombre de participants  $\langle N_{part} \rangle$ , en fonction de la multiplicité en particules chargées  $N_{ch}$ , obtenues d'après le modèle de Glauber [55].

Cet ajustement permet de faire le lien entre le paramètre d'impact et la multiplicité mesurée expérimentalement.

La figure 2.6 présente une distribution de la multiplicité ajustée par un modèle de Glauber en fonction de  $N_{ch}$  et également en fonction de  $b$  et  $N_{part}$ . La centralité se définit comme un intervalle en pourcentage de la section efficace, la classe de centralité [0-10]% correspond donc aux 10% des événements ayant la multiplicité la plus élevée.

### Plan de réaction

Afin de tenir compte du fait que le paramètre d'impact  $b$  n'est pas aligné à l'axe  $\vec{x}$  du référentiel du laboratoire, il est utile d'introduire le plan de réaction défini comme le plan  $(b, z)$  faisant un angle  $\Psi_{RP}$  avec le plan  $(x, z)$  (voir figure 2.7), permettant ainsi de faire la distinction entre particules émises avec une direction de propagation parallèle à  $\vec{b}$  et celles perpendiculaires à  $\vec{b}$ . Par la suite, l'importance de la définition du plan de réaction pour certaines observables sera discutée.

### Excentricité

Lorsque le paramètre d'impact  $b$  n'est pas nul, la forme dans le plan transverse de la région de recouvrement des deux noyaux entrant en collision n'est pas circulaire (voir figure 2.7). De ce fait, le gradient de pression du milieu créé n'est pas le même dans le plan de réaction et en dehors du plan, menant à des anisotropies dans la distribution en azimuth ( $\varphi$ ) des particules, comme il sera vu en section 2.5.1. Il semble donc important de pouvoir caractériser la forme de la zone de recouvrement de la collision afin de pouvoir décrire les observables de l'état final.

La forme de recouvrement est quantifiée, entre autres, par son excentricité dans l'état initial [56] :

$$\varepsilon = \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle y^2 + x^2 \rangle} \quad (2.14)$$

où  $x$  et  $y$  représentent la longueur suivant les axes  $x$  et  $y$  de la zone de recouvrement, qui peut également être calculée avec le modèle de Glauber [55].

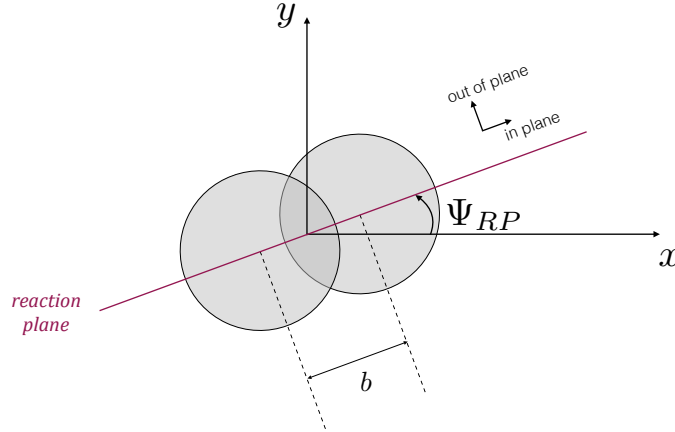


FIGURE 2.7 – Schématisation du plan de réaction.

### 2.3 Effets nucléaires froids

Une collision d'ions lourds ultra-relativistes ne peut pas être vue comme une superposition de collisions nucléon-nucléon indépendantes. Outre la phase de QGP où les partons de tous les nucléons sont déconfinés au sein d'un même milieu et interagissent entre eux (effets nucléaires chauds), il existe d'autres interactions entre les partons confinés au sein des nucléons dans l'état initial (effets nucléaires froids ou *CNM*) qui peuvent également mener à une modification de la production de particules. De ce fait, avant de pouvoir attribuer les modifications observées dans l'état final en collisions noyau-noyau à la phase de QGP, il est nécessaire de s'assurer qu'elles ne sont pas dues aux effets nucléaires froids.

Des expériences de diffusions profondément inélastiques ont permis de montrer que les effets nucléaires froids ont un impact direct sur les fonctions de structure  $F_2(x, Q^2)$ <sup>2</sup>, ce qui peut être pris en compte à l'aide de fonctions de structure modifiées, notamment dans les calculs de sections efficaces des processus hadroniques. Étant donné que les fonctions de structure sont directement reliées aux fonctions de distribution des partons, il est possible de remplacer les PDF des protons libres par des fonctions de distribution de partons nucléaires (nPDF) qui sont définies en fonction des PDF des protons et neutrons liés au sein d'un noyau  $f_i^{p/A}(x, Q^2)$  et  $f_i^{n/A}(x, Q^2)$  [57] :

$$f_i^A(x, Q^2) = \frac{Z}{A} f_i^{p/A}(x, Q^2) + \frac{A-Z}{A} f_i^{n/A}(x, Q^2) \quad (2.15)$$

avec  $f_i^A(x, Q^2)$  la fonction de distribution pour un parton  $i$  au sein d'un nucléon appartenant au noyau  $A$ ,  $Z$  étant le nombre de protons et  $A$  le nombre total de nucléons.

Les fonctions  $f_i^{p/A}(x, Q^2)$  sont déterminées en trois étapes [58] : une forme paramétrique pour la fonction est choisie. Puis celle-ci est ajustée, pour une impulsion transférée  $Q_0^2$  fixée, sur des données expérimentales de processus Drell-Yann ou de diffusions profondément inélastiques. Enfin, les équations d'évolution DGLAP permettent d'obtenir ces mêmes fonctions pour différentes valeurs de  $Q^2$ . La symétrie d'isospin est utilisée pour obtenir  $f_i^{n/A}(x, Q^2)$ .

L'impact des effets nucléaires froids sur les fonctions de structure est visible sur le rapport [59] :

$$R_{F_2}^A = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{A F_2^{\text{nucléon}}(x, Q^2)} \quad (2.16)$$

avec  $A$ , le nombre de masse. Le rapport précédent peut être transcrit en terme de PDF :

$$R_i^A = \frac{f_i^A(x, Q^2)}{A f_i^{\text{nucléon}}(x, Q^2)} \quad (2.17)$$

2.  $x$  représente ici la variable de Bjorken.

où  $f_i^{\text{nucléon}}(x, Q^2)$  est la PDF pour un parton  $i$  au sein un nucléon libre. Le comportement du rapport  $R_i^A$ , qui traduit les effets nucléaires froids, en fonction de  $x$  est présenté sur la figure 2.8. Les déviations de  $R_i^A$  par rapport à l'unité sont dues à des phénomènes différents en fonction de

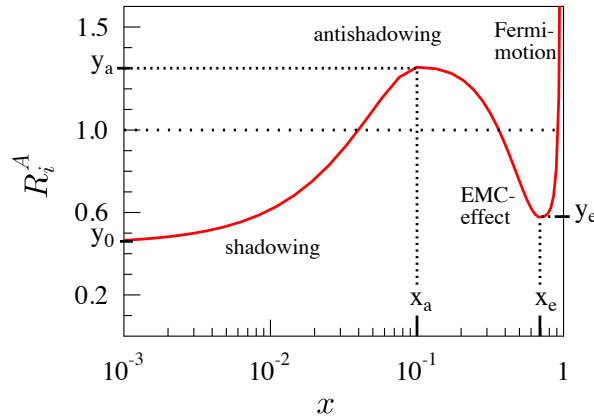


FIGURE 2.8 – Le rapport  $R_i^A$  en fonction de  $x$  pour un  $Q^2$  donné. Les quatre régions représentant différents effets nucléaires froids sont présentées [58].

la région en  $x$  considérée. Dans la région  $x \lesssim 0,01$ , celle sondée au LHC, le rapport présente une déplétion indiquant que la PDF (ou de manière équivalente la fonction de structure) au sein d'un noyau est plus petite que pour un nucléon seul, qui implique une diminution des sections efficaces des processus hadroniques. Au LHC, les particules produites avec une impulsion transverse inférieure à quelques GeV/ $c$  devraient être sensibles à un tel comportement. Cet effet, appelé *shadowing*, est compris de manière qualitative comme la conséquence de diffusions multiples au sein du noyau [60].

Les données expérimentales tendent à montrer que l'effet de shadowing augmente avec le nombre de masse  $A$  des noyaux et à mesure que  $x$  diminue, et diminue avec l'augmentation de  $Q^2$ . Cependant, les données actuellement disponibles ne permettent pas de savoir si cet effet dépend de la centralité<sup>3</sup>.

La figure 2.9 montre le rapport  $R_i^{\text{Pb}}$  pour les partons de la mer  $\{g, u/\bar{u}, d/\bar{d}, s\}$  et les quarks de valence  $\{u_v, d_v\}$  pour différents ensembles de PDFs : nCTEQ15 [57], EPS09 [58], DSSZ [61] et HKN07 [62]. Le rapport pour les gluons permet notamment de mettre en évidence l'effet de shadowing à bas  $x$ .

Un autre effet nucléaire froid appelé effet Cronin [63], dont la cause n'est à ce jour pas bien comprise, a pour effet de décaler la distribution en  $p_T$  des particules émises en collisions proton-noyau vers des valeurs plus hautes par rapport aux collisions proton-proton, ce qui mène à une suppression de particules de basse impulsion transverse, et une augmentation dans le régime intermédiaire, en collisions proton-noyau par rapport aux collisions proton-proton.

## 2.4 Formation et évolution du QGP

La phase déconfinée de QGP peut aujourd'hui être reproduite en laboratoire par le biais de collisions d'ions lourds dont l'énergie dans le centre de masse est de plusieurs centaines de GeV par paire de nucléons. Les noyaux sont accélérés à des vitesses très proches de celle de la lumière, leur forme devient donc aplatie dans la direction suivant l'axe  $z$  sous l'effet de la contraction de Lorentz<sup>4</sup>.

Le déroulement de la collision et son évolution spatio-temporelle sont décrits par le modèle de Bjorken [64] et se divise en trois grandes étapes : la phase de pré-équilibre, la phase d'expansion

3. La centralité se définit en collision proton-noyau en fonction de la multiplicité de l'événement.

4. Le boost de Lorentz est proche de 3000 pour des énergies dans le centre de masse de l'ordre du TeV.

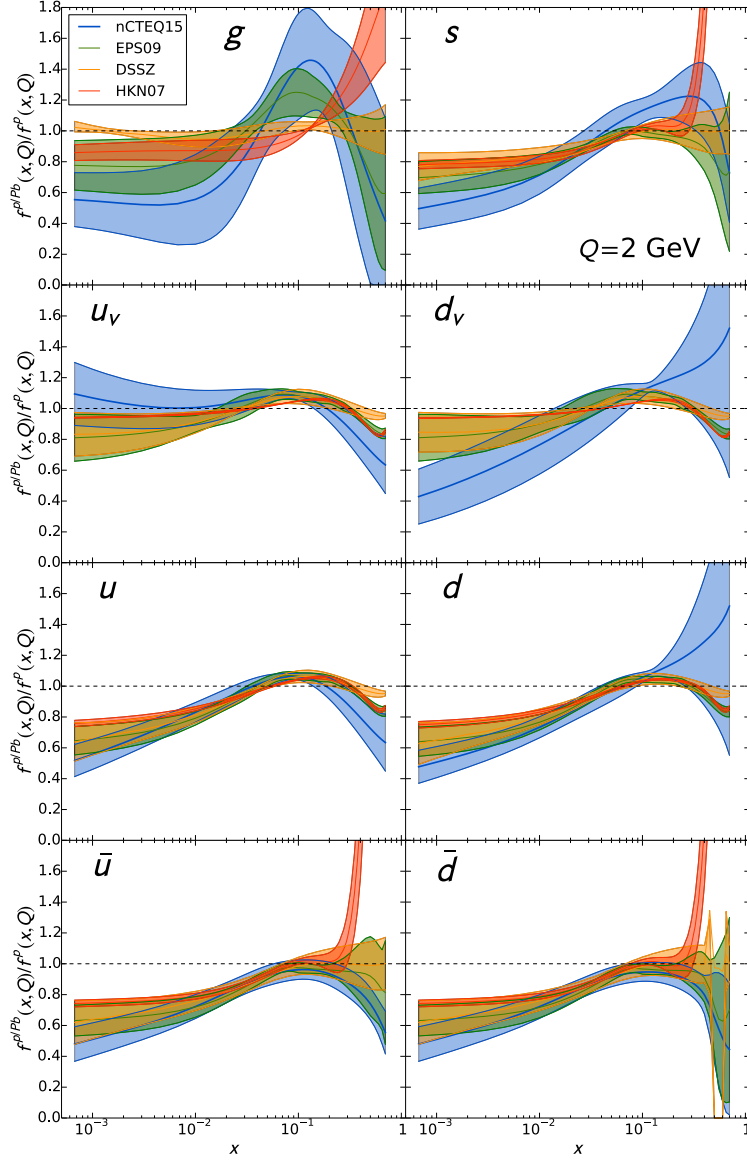


FIGURE 2.9 – Ratio  $R_i^{Pb}$  pour le noyau de Plomb pour différentes saveurs de partons obtenu par nCTEQ15 [57], EPS09 [58], DSSZ [61] et HKN07 [62] pour  $Q^2 = 2\text{GeV}$ .

du milieu partonique et finalement la phase hadronique, comme le montre la figure 2.10.

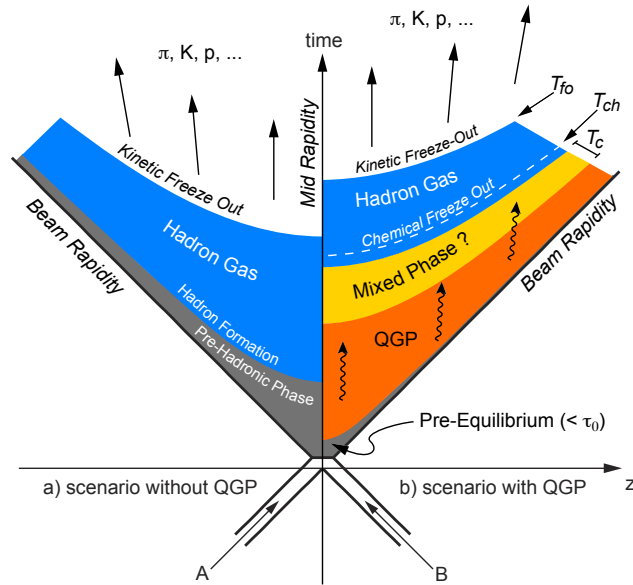


FIGURE 2.10 – Schéma représentant le scénario de Bjorken qui décrit l'évolution d'une collision d'ions lourds sans (gauche) et avec (droite) formation de la phase QGP [65].

### 2.4.1 Phase de pré-équilibre

La phase de pré-équilibre suit directement la collision des noyaux et dure environ  $1 \text{ fm}/c$  [66], soit  $10^{-24} \text{ s}$ . Pendant ce temps très court, la plupart des processus durs (haut  $Q^2$ ) se produisent. Les particules émises lors de cette phase vont ainsi être témoins de l'ensemble de la collision et représentent des sondes intéressantes pour tester, notamment, les propriétés d'interaction du milieu.

Pendant cette phase, l'équilibre thermodynamique n'est pas atteint, ce qui rend difficile sa description théorique, mais certaines observables expérimentales permettent d'obtenir des informations sur les conditions initiales (voir section 2.5), par exemple les fluctuations de la densité d'énergie. Plusieurs modèles ont été développés pour représenter l'état du milieu à la fin de la phase de pré-équilibre :

- MC-Glauber [55] : le noyau est considéré comme un ensemble de nucléons indépendants répartis selon une distribution en densité de charges obtenue à partir de mesures expérimentales.
- MC-KLN [67] : ce modèle est basé sur MC-Glauber, mais prend en compte un régime de saturation de gluons, prédit par la QCD, qui apparaît à bas  $x$ . Ce modèle de type condensat de verre coloré (*CGC*) [68] permet d'atteindre une granularité spatiale plus fine que le modèle MC-Glauber.
- IP-GLASMA [69] : il s'agit également d'un modèle de type *CGC* qui inclut les fluctuations de la position des nucléons au sein du noyau et des charges de couleurs, ce qui permet de prendre en compte la sous-structure du nucléon et de prédire une description plus fine quant aux fluctuations de la densité d'énergie.

Ces différents modèles donnent les valeurs initiales des paramètres nécessaires à la description de l'étape suivante de la collision : l'expansion de la phase partonique.

### 2.4.2 Expansion de la phase partonique

Si la densité d'énergie disponible lors de la collision est suffisante ( $\epsilon$  de l'ordre du  $\text{GeV}/\text{fm}^3$ ), une phase de QGP est créée, dont la durée de vie dépend de la taille du volume du milieu créé

et peut atteindre 10 fm/c. Pendant cette phase les interactions entre partons ont pour effet de modifier la distribution en impulsion des partons et/ou leur nature par rapport aux collisions dans le vide.

Puis, le QGP subit une expansion brutale et rapide qui peut être décrite par des modèles hydrodynamiques utilisant l'équation d'état de la QCD, puisque le milieu est en équilibre thermodynamique. Les deux équations de conservation du tenseur énergie-impulsion et du courant de densité baryonique  $\mu_B$  [70] :

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad \text{et} \quad \partial_\mu J^{\mu B} = 0 \quad (2.18)$$

permettent d'avoir accès aux propriétés du milieu telles que le rapport de la viscosité de cisaillement sur l'entropie  $\eta/s$ , mais également d'apporter des contraintes sur l'équation d'état de la QCD.

L'expansion du milieu, pouvant durer jusqu'à 20 fm/c aux énergies actuelles, induit son refroidissement jusqu'à la température critique  $T_c$ , autour de laquelle il subit une transition de phase de type *cross-over* vers une phase de gaz hadronique.

### 2.4.3 Phase hadronique

Le gaz hadronique continue ensuite de se refroidir par expansion, passant une première température de gel chimique  $T_{ch}$  où les collisions inélastiques cessent, ce qui fixe la nature des particules. Puis une température de gel cinétique,  $T_{fo}$ , est atteinte et les collisions élastiques cessent : les distributions en impulsion des particules ne changent plus. Les hadrons sont alors libres de se propager jusqu'aux détecteurs.

Les modèles communément utilisés pour modéliser l'évolution du gaz hadronique sont des modèles de transport microscopique comme UrQMD [71] ou JAM [72].

## 2.5 Résultats expérimentaux

Les premières expériences portant sur l'étude du QGP ont été réalisées sur cible fixe, dans un premier temps auprès de l'accélérateur *Alternating Gradient Synchrotron*, AGS, au BNL. Les expériences consistaient alors en des collisions de noyaux peu lourds (*Si*) avec une énergie dans le centre de masse maximale de  $\sqrt{s_{NN}} \approx 5$  GeV. Les expériences sur cible fixe se sont poursuivies au *Super Proton Synchrotron* (SPS) au CERN avec des noyaux plus lourds (*Pb*) et des énergies dans le centre de masse plus élevées,  $\sqrt{s_{NN}} \approx 18$  GeV. Les résultats alors obtenus ont été interprétés comme la première mise en évidence, en l'an 2000, d'une transition de phase vers un nouvel état de la matière déconfinée [73].

La même année, le *Relativistic Heavy Ion Collider*, RHIC, a été mis en activité au BNL afin d'étudier les collisions d'ions lourds en mode collisionneur avec des énergies dans le centre de masse,  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, bien supérieures de celles accessibles en cible fixe. Enfin, en 2010, les premiers faisceaux de Plomb entrent en collision au LHC (CERN), permettant d'accéder à des énergies dans le centre de masse, de l'ordre de quelques TeV.

Le tableau 2.1 résume les caractéristiques des trois accélérateurs les plus récents et des collisions y étant réalisées. Il indique en particulier une estimation de la densité d'énergie atteinte lors des collisions, toujours croissante, qui peut être déduite à partir de la distribution en densité de particules chargées [74] :

$$\epsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{A\tau_0} \frac{dN}{dy} \quad (2.19)$$

avec  $A$  la surface transverse de la boule de QGP,  $\tau_0$  le temps d'équilibration de la collision, et  $\langle m_T \rangle$  la masse transverse moyenne des particules produites.

Les différentes expériences installées auprès de ces accélérateurs ont permis de récolter une pléthore de résultats en collisions proton-proton (c'est-à-dire dans le vide) utilisées comme mesures

Machine	SPS	RHIC	LHC
Site	CERN	BNL	CERN
Mode	cible fixe	collisionneur	collisionneur
Date (1 <sup>er</sup> ions lourds)	1984	2000	2010
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	5,3 - 17,3	7,7 - 200	2760 - 5500
$\mu_B$ (MeV)	300 - 450	20 - 410	$\approx 0$
$\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	3,5	5,5	10

TABLE 2.1 – *Principales caractéristiques des accélérateurs auprès desquels un programme de physique des ions lourds a été ou est développé. Pour chaque accélérateur le mode de collision, la date des premières collisions d’ions lourds, les énergies dans le centre de masse et la densité d’énergie du milieu sont indiqués [75, 76].*

de référence, en collisions proton-noyau (pour tester les effets nucléaires froids) et enfin en collisions noyau-noyau (pour l’étude du QGP).

L’étude des différentes étapes de la collision est réalisée en étudiant les modifications dans l’état final en collision noyau-noyau, par rapport aux collisions proton-proton. De nombreuses signatures et sondes ont été prédites et recherchées afin de mettre en évidence la formation de QGP dans les collisions d’ions lourds et de caractériser celui-ci. Ces sondes sont communément classées en deux catégories :

- les sondes molles qui proviennent de processus fréquents de faible impulsion transférée  $Q^2$  et sont sensibles aux propriétés collectives du QGP ;
- les sondes dures qui sont issues de processus rares ayant une grande impulsion transférée et permettent d’étudier les propriétés du QGP à partir des modifications que sa formation induit sur la production des particules issues de ces processus durs.

Dans la suite, une sélection non exhaustive des résultats les plus marquants et quelques fois surprenants est présentée.

### 2.5.1 Signatures historiques du QGP

#### Augmentation de la production de l’étrangeté

L’augmentation de la production de l’étrangeté fut l’une des premières signatures supposées attester de la formation du QGP en collisions d’ions lourds [77, 78]. La production de hadrons étranges en collisions proton-proton est rendue difficile puisque les seuils de production sont élevés. En production directe  $\pi\pi \rightarrow h\bar{h}$  (avec  $h\bar{h} = \Lambda\bar{\Lambda}, \Xi\bar{\Xi}$  ou  $\Omega\bar{\Omega}$ ), les énergies nécessaires à la formation de paires de particules étranges est de l’ordre du GeV (respectivement : 2,233 ; 2,642 et 3,344). Il est plus facile de produire des particules étranges par processus en cascade ( $\pi$ +nucléon  $\rightarrow K + \Lambda$ ,  $\pi + \Lambda \rightarrow K + \Xi$ ,  $\pi + \Xi \rightarrow K + \Omega$ ), l’énergie nécessaire pour avoir des particules étranges est alors plus faible (540, 560, 710 MeV, respectivement) bien qu’il soit nécessaire de passer par toutes ces étapes successives pour obtenir un baryon multi-étrange, ce qui est, par conséquent, peu probable [79].

En présence de la phase déconfinée accessible en collisions d’ions lourds, seule la création d’une paire  $s\bar{s}$  est nécessaire pour obtenir des hadrons étranges dans l’état final. Or, la production de paires  $s\bar{s}$  est favorisée pour deux raisons : premièrement, la restauration de la symétrie chirale<sup>5</sup> (diminution de la masse des quarks) permet de diminuer le seuil en énergie de production à environ 200 MeV. Deuxièmement, la phase déconfinée possède une densité de gluons très importante, ainsi le mécanisme de fusion de gluons  $gg \rightarrow s\bar{s}$  est favorisé et devrait être à l’origine de plus de 80% des particules étranges produites [79].

5. Le lecteur intéressé se dirigera vers [76] pour de plus amples informations.



De ce fait, une augmentation de la production d'hypérons (baryons possédant au minimum un quark  $s$ ) en collisions d'ions lourds par rapport aux collisions proton-proton ou proton-noyau est attendue. Le renforcement de l'étrangeté est mesuré à l'aide du rapport des taux de production normalisés en collisions proton-proton et noyau-noyau [80] :

$$E(h) = \left( \frac{dN_h/dy}{\langle N_{\text{part}} \rangle N_{\text{evt}}} \right)_{AA} / \left( \frac{dN_h/dy}{\langle N_{\text{part}} \rangle N_{\text{evt}}} \right)_{pp} \quad (2.20)$$

La figure 2.11 présente les taux de production d'hypérons et anti-hypérons en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  GeV, normalisés aux taux de production obtenus en collisions p-Be, en fonction du nombre de nucléons participants  $\langle N_{\text{wound}} \rangle$ , mesurés par la collaboration NA57 au SPS [81]. Les rapports des taux de production sont supérieurs à l'unité montrant une augmentation de la production de l'étrangeté, qui a été interprétée par certains comme étant due à la présence d'une phase de QGP en collisions Pb-Pb. Cette mesure a également mis en évidence un renforcement d'autant plus important que le contenu en étrangeté des hypérons est élevé :  $E(\Lambda) < E(\Xi) < E(\Omega)$ , comme on peut s'y attendre puisque les baryons multi-étranges ont une probabilité faible plus d'être produit en collision p-Be.

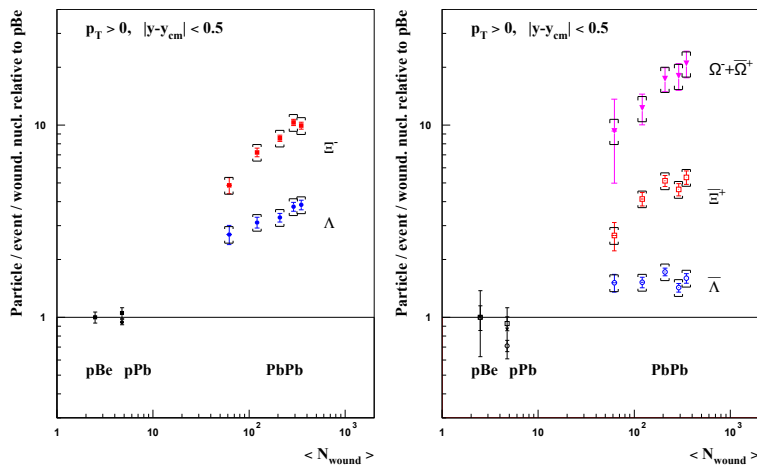


FIGURE 2.11 – Taux de production mesurés d'hypérons et anti-hypérons en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  GeV normalisés aux taux de production obtenus en collisions p-Be en fonction de  $\langle N_{\text{wound}} \rangle$  mesurés par la collaboration NA57 au SPS [81].

### Effets collectifs

Pour un paramètre d'impact  $b$  non nul, le milieu créé a une forme d'amande, comme le montre la figure 2.12, ce qui induit la présence d'un gradient de pression plus important dans le plan de réaction ( $xz$ ) qu'en dehors de celui-ci. Les partons du milieu vont alors subir une poussée différente selon la position de ces derniers par rapport au plan de réaction, menant ainsi à une anisotropie azimutale dans la production de particules.

De tels effets collectifs peuvent être étudiés à l'aide de la distribution azimutale des particules émises lors d'une collision, qui s'écrit comme une décomposition en série de Fourier [82] :

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\Phi - \Psi_R)] \right) \quad (2.21)$$

où  $\Phi$  est l'angle azimutal de la particule considérée,  $\Psi_R$  est l'angle azimutal du plan de réaction défini en section 2.2.2, et  $v_n$  sont les coefficients de la série, également appelés harmoniques. Ces coefficients  $v_n$  représentent une image de l'état initial reconstruite après la phase de QGP, et dépendent donc de ces conditions initiales, mais également des propriétés thermodynamiques du

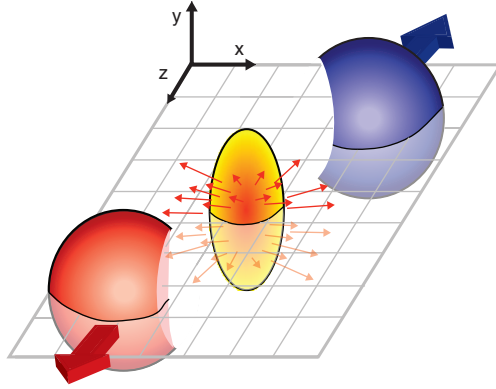


FIGURE 2.12 – Schéma représentant le volume de réaction lors d'une collision d'ions lourds périphérique.

milieu. En particulier, le coefficient  $v_2$  résulte du gradient de pression plus élevé dans le plan de réaction.

La figure 2.13 présente le coefficient  $v_2$  divisé par l'excentricité  $\epsilon$  en fonction de la multiplicité en particules chargées par unité de surface transverse pour différentes énergies dans le centre de masse [83]. La valeur du rapport augmente avec l'énergie dans le centre de masse et la multiplicité, de manière corrélée, jusqu'à atteindre la limite de l'hydrodynamique idéale. Ceci signifie qu'il aura fallu atteindre les énergies dans le centre de masse de RHIC avant de voir l'hydrodynamique reproduire les observations expérimentales. Ce dernier point sera discuté plus en détail en section 2.5.2.

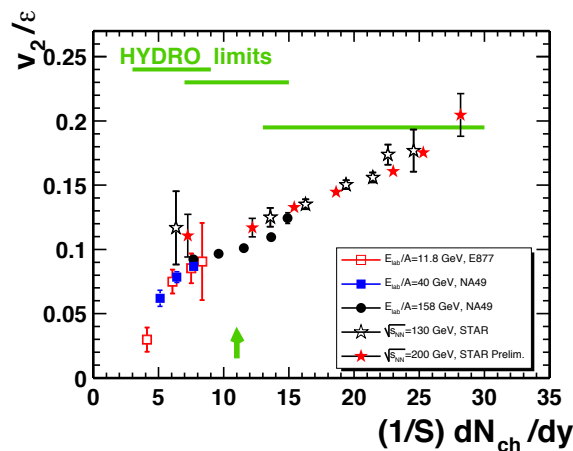


FIGURE 2.13 – Rapport du coefficient  $v_2$  et de l'excentricité  $\epsilon$  en fonction de la multiplicité en particules chargées par unité de surface transverse  $S$  pour différentes énergies dans le centre de masse [83].

Par ailleurs, le comportement collectif du milieu dépend des propriétés de ce dernier. Or, les coefficients  $v_n$  étant liés au comportement collectif du milieu, il était attendu que la nature du milieu affecte les  $v_n$ , de telle sorte que si les effets collectifs se développent dans une phase où les degrés de liberté sont partoniques, la mesure des coefficients  $v_n$  pour un hadron donné soit proportionnelle au nombre de quarks  $n_q$ , qui compose ce hadron et que les quarks lourds acquièrent des  $v_n$  non nuls. De ce fait, la mesure de  $v_2/n_q$  pour différentes particules a été utilisée pour mettre en évidence le caractère partonique du QGP [84].

La figure 2.14 présente la mesure du coefficient  $v_2$  par les expériences STAR et PHENIX à RHIC pour des collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, en fonction de  $p_T$  (a) et de l'énergie cinétique

transverse  $KE_T = m_T - m$  (b), sans (gauche) et avec (droite) normalisation au nombre de quarks  $n_q$  [85]. Le coefficient  $v_2$  présente un clair ordonnancement en fonction de la masse de la particule à bas  $p_T$  (gauche (a)), qui peut être neutralisé en obtenant le  $v_2$  en fonction de  $KE_T$  (gauche (b)). À plus haut  $p_T$ , on observe plutôt un ordonnancement dépendant de la composition en quarks des particules (mésons vs. baryons, voir gauche (a)), effet attribué à la dominance du mécanisme de coalescence des quarks dans la région  $2 < p_T < 4$  GeV/c [85]. La normalisation du  $v_2$  en fonction de  $KE_T$  par le nombre de quarks constituants  $n_q$  (droite (b)) montre un accord excellent sur l'ensemble de l'intervalle en  $KE_T/n_q$ , qui a été interprété comme une indication que les degrés de liberté du milieu mis en jeu en collisions d'ions lourds sont partoniques.

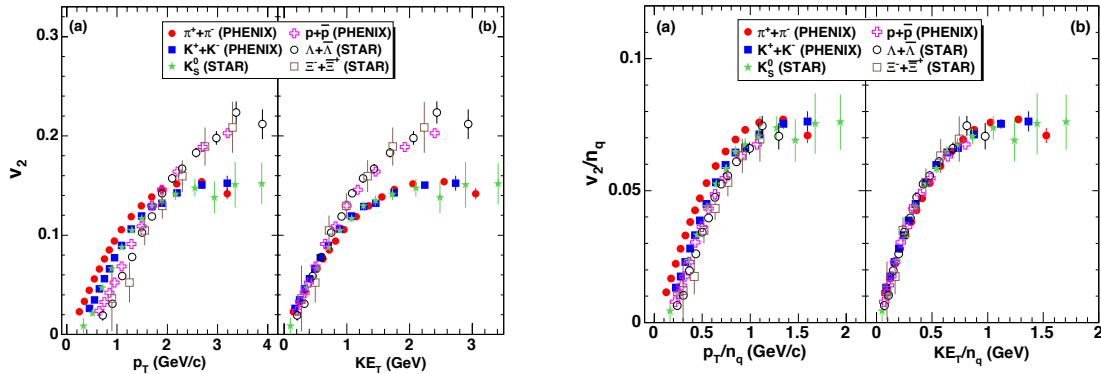


FIGURE 2.14 – Mesure du coefficient  $v_2$  (gauche) et  $v_2/n_q$  (droite) par les expériences STAR et PHENIX à RHIC pour des collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV en fonction de (a)  $p_T$  et (b)  $KE_T$  [85].

### Production de photons et leptons thermiques

Il est attendu que le milieu chaud et dense créé dans les collisions d'ions lourds émette des radiations sous forme de photons et paires électron-positron (provenant de l'annihilation de pions  $\pi\pi \rightarrow e^+e^-$ ), dits thermiques [86,87]. De ce fait, un excès mesuré dans le spectre en masse invariante des paires électron-positron ou le spectre en  $p_T$  des photons, par rapport aux prédictions provenant de processus hadroniques, serait attribué à la présence d'une phase de QGP lors de la collision.

Le spectre en masse invariante de paires  $e^+e^-$  a été mesuré par l'expérience NA45 en collisions pp, p-Pb et Pb-Au [88]. Alors que les spectres en collisions pp et p-Pb montrent un bon accord avec ce qui est attendu par décroissance des mésons vecteurs et décroissance Dalitz des mésons neutres, le spectre pour les collisions Pb-Au (figure 2.15) montre un excès dans le taux de comptage à basse masse (entre 0,2 et 0,6 GeV/c<sup>2</sup>) par rapport aux prédictions provenant de sources hadroniques. Cette différence a été attribuée à la formation d'un milieu dense et chaud lors de la collision. Des excès ont également été observés dans le spectre en  $p_T$  des photons, à basse impulsion transverse [89], confortant l'idée de la formation d'une phase de QGP.

### Suppression des quarkonia

Les quarkonia (états liés de paires  $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$ ) sont des états fortement liés qui sont créés majoritairement par fusion de gluons lors de la phase de pré-équilibre d'une collision d'ions lourds, rendant leur production sensible aux conditions dans l'état initial.

En présence de la phase de QGP, le potentiel d'interaction entre quarks est d'autant plus faible que la température du milieu augmente, de telle sorte que le rayon d'écrantage de l'interaction forte (distance entre quarks au-delà de laquelle l'interaction forte est largement atténuée) devient inférieur à la distance moyenne entre les quarks de la paire  $Q\bar{Q}$  du quarkonium. L'intensité de l'interaction forte ne permet alors plus de maintenir ce quarkonium lié, ce qui a pour effet

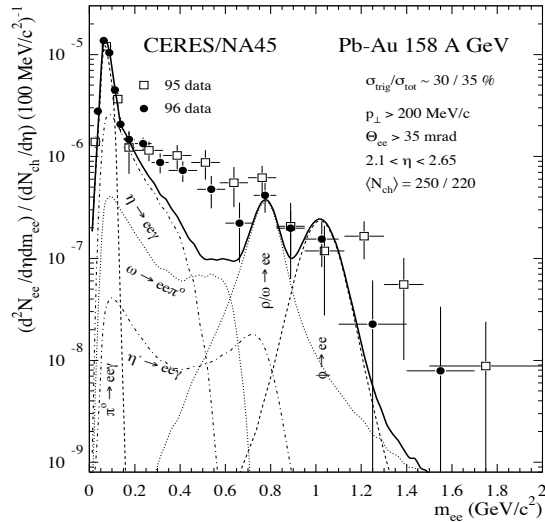


FIGURE 2.15 – Spectre en masse invariante de paires  $e^+e^-$  mesuré par l'expérience NA45 en collisions Pb-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 158A\text{GeV}$  [88].

de supprimer la production de quarkonia dans l'état final. Les différents quarkonia possèdent des énergies de liaison différentes et ne seront donc pas dissociés aux mêmes températures ( $T_{\Psi(2S)} < T_{J/\Psi} < T_{\Upsilon(1S)}$ , voir tableau 2.2) [90], on parle de suppression séquentielle. Ainsi, les quarkonia représentent des sondes particulièrement sensibles aux propriétés du milieu [91].

État	$J/\Psi(1S)$	$\chi_c(1P)$	$\Psi'(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon(2S)$	$\chi_b(2P)$	$\Upsilon(3S)$
$T_d/T_c$	2,10	1,16	1,12	> 4	1,76	1,60	1,19	1,17

TABLE 2.2 – Suppression séquentielle des quarkonia : rapport des températures de dissociation  $T_d$  sur la température critique  $T_c$  pour chaque état des paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$  [90].

La suppression du  $J/\Psi$  a rapidement été mise en évidence par la collaboration NA50 en comparant les taux de production mesurés du  $J/\Psi$  aux taux attendus en fonction de la densité d'énergie initiale de la collision mesurée [92]. La figure 2.16 montre que le  $J/\Psi$  est supprimé uniquement pour des densités d'énergie supérieures à  $2\text{-}3\text{ GeV}/\text{fm}^3$ , ce qui conforte l'hypothèse d'une dissociation des paires  $c\bar{c}$  dans le milieu déconfiné.

### Perte d'énergie des partons

Il a été prédit qu'en collisions d'ions lourds les partons de haute énergie créés au cours de processus durs lors de la phase de pré-équilibre peuvent interagir avec le QGP lorsqu'ils le traversent [93]. Ces partons transfèrent au milieu une fraction de leur énergie initiale, donnant lieu à un état final modifié par rapport à une réaction dans le vide, comme l'illustre la figure 2.17, qui se traduit en une suppression du taux de production de particule de haute impulsion transverse.

Cette suppression peut être quantifiée à l'aide du facteur de modification nucléaire :

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy}{\langle N_{\text{coll}} \rangle d^2 N_{pp}/dp_T dy} \quad (2.22)$$

Lorsque le facteur est égal à 1, il n'y a pas de modification observée dans l'état final en collisions noyau-noyau par rapport aux collisions proton-proton, lorsqu'il est inférieur à 1 on observe une suppression et une augmentation lorsque le  $R_{AA}$  est plus grand que 1.

Le  $R_{AA}$  des pions neutres a été mesuré par les expériences du SPS [94] (voir figure 2.18a). Sa valeur est inférieure à l'unité et est d'autant plus faible que la centralité de la collision augmente.

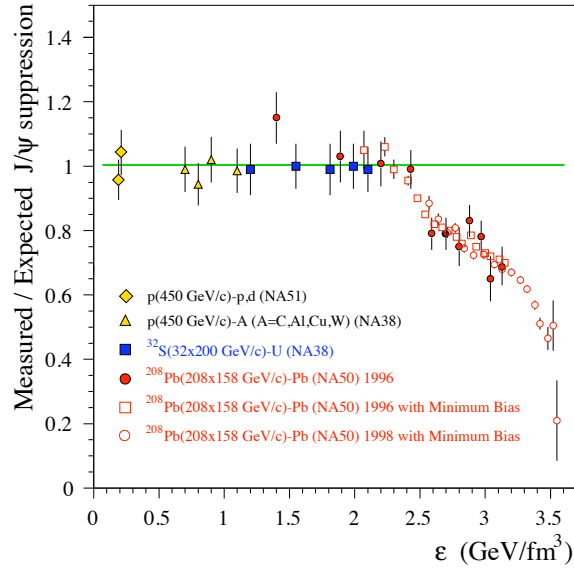


FIGURE 2.16 – Taux de production du  $J/\Psi$  normalisés aux taux de production attendus en fonction de la densité d'énergie initiale de la collision  $\epsilon$  [92].

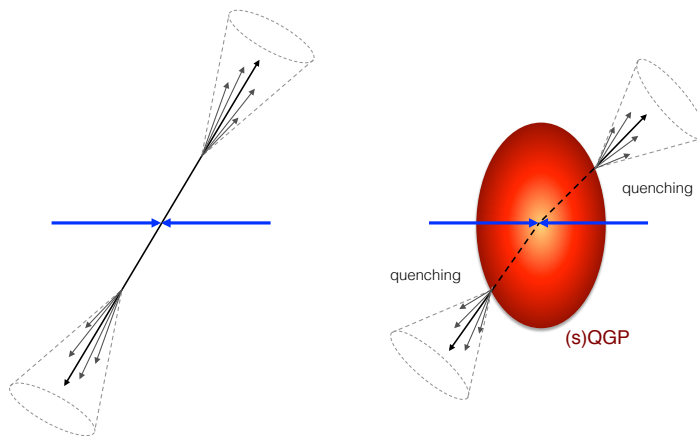


FIGURE 2.17 – Comparaison schématique de la fragmentation d'un parton en collision proton-proton (gauche) et noyau-noyau avec phase de QGP (droite).

Toutefois, la preuve marquante de la perte d'énergie des partons dans le milieu a été obtenue par les expériences STAR et PHENIX, à RHIC, à l'aide de la mesure de la distribution angulaire des corrélations hadron-hadron [95,96] et du  $R_{AA}$  des hadrons [97]. La figure 2.18b permet de voir clairement la suppression totale de particules en  $\Delta\phi = \pi$  en collisions noyau-noyau (en bleu) par rapport aux collisions pp (en noir).

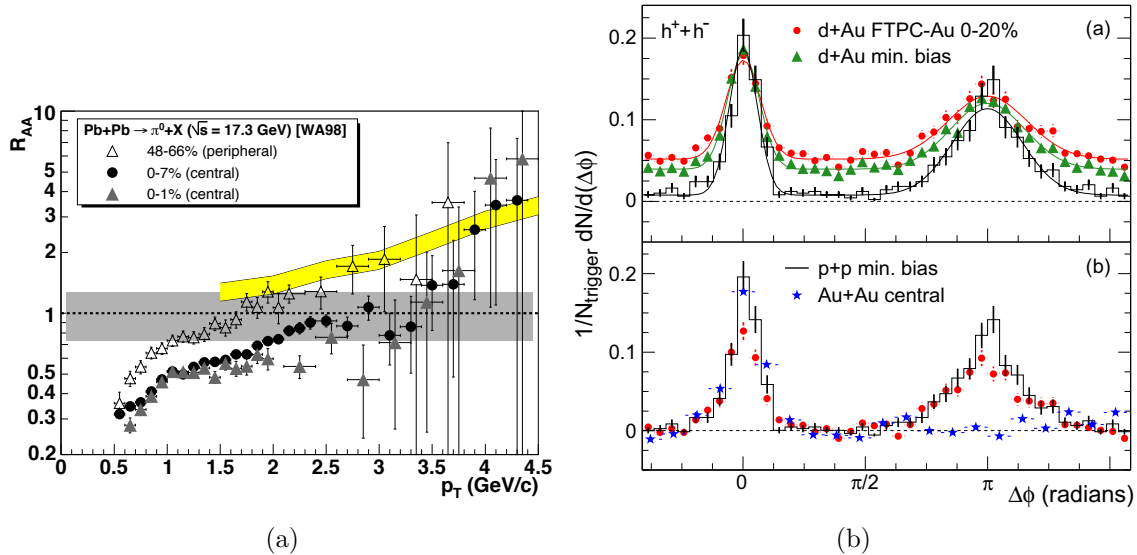


FIGURE 2.18 – (a)  $R_{AA}$  des pions neutres en fonction du  $p_T$  mesuré par l'expérience WA98 pour différentes classes de centralité [94]. (b) Corrélations angulaires entre hadrons chargés mesurées par STAR en collisions pp, d-Au et Au-Au [95].

### 2.5.2 État de l'art : vers une compréhension plus fine du QGP

Les études du QGP menées depuis plus de quinze ans à RHIC puis au LHC permettent aujourd'hui d'atteindre pour certaines observables une précision remarquable, dont quelques exemples vont être détaillés ci-dessous, et d'apporter ainsi des contraintes de plus en plus fortes sur les modèles théoriques.

#### Caractéristiques du milieu

Les analyses interférométriques de paires de particules, également appelées analyses Hanbury-Brown Twiss (*HBT*), permettent d'accéder à la taille du milieu, au moment où la température de gel cinétique  $T_{fo}$  est atteinte, par l'analyse de corrélations à deux particules (qui sont généralement identiques). En effet, la largeur des distributions des corrélations permet d'accéder aux rayons définissant la source d'émission dans trois directions :  $R_{\text{long}}$  selon l'axe du faisceau,  $R_{\text{out}}$  le long de la longueur de corrélation de la paire et  $R_{\text{side}}$  perpendiculaire aux deux précédentes [98]. Il a été observé que la taille de ces rayons en collision noyau-noyau augmente avec la multiplicité et diminue avec l'augmentation de l'impulsion des paires considérées pour les corrélations, ce qui est caractéristique d'un milieu en expansion [99].

Le produit de ces trois rayons n'est pas directement lié au volume du milieu créé en collisions d'ions lourds, mais l'augmentation de la valeur du produit  $R_{\text{long}}R_{\text{out}}R_{\text{side}}$  avec la multiplicité (voir figure 2.19) semble indiquer que le milieu créé au LHC s'étend jusqu'à une taille plus grande que celui créé à RHIC. Enfin, les analyses HBT permettent également d'estimer le temps de vie du milieu, qui est également plus long qu'à RHIC [99].

Les photons n'étant pas sensibles à l'interaction forte, ils permettent d'obtenir une information non biaisée sur l'évolution du QGP et sont donc considérés comme des sondes privilégiées de celui-ci.

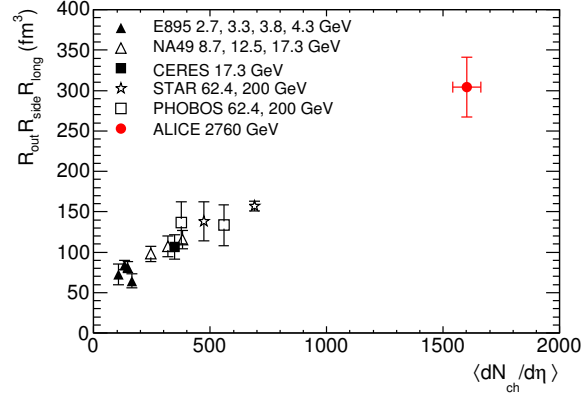


FIGURE 2.19 – Volume de corrélation en fonction de la multiplicité moyenne en particules chargées pour différentes expériences du SPS, RHIC et LHC [99].

En particulier, les photons thermiques émis par le QGP, comme par le gaz hadronique, permettent d'accéder à un estimateur de la température du milieu. Les photons thermiques représentent la contribution dominante aux photons directs (c'est-à-dire non issus de la décroissance de particules ou la fragmentation de partons) à bas  $p_T$ . De ce fait, le spectre des photons directs à bas  $p_T$  renseigne sur la température du milieu, qui peut être extraite par ajustement du spectre  $p_T$  pour les collisions d'ions lourds à partir de la relation suivante [100] :

$$\frac{dN}{dp_T} \propto \exp(-p_T/T_{eff}) \quad (2.23)$$

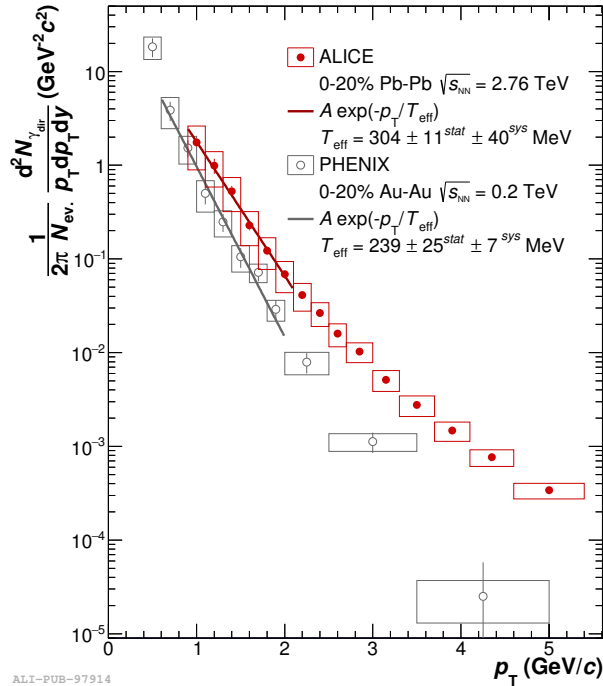


FIGURE 2.20 – Spectres en  $p_T$  des photons directs mesurés par les expériences ALICE et PHENIX pour les collisions Pb-Pb et Au-Au les plus centrales. La région à bas  $p_T$  est ajustée avec une fonction exponentielle [100].

La figure 2.20 présente le spectre en  $p_T$  des photons directs obtenu en collisions Au-Au et Pb-Pb centrales par les expériences PHENIX et ALICE. L'ajustement par la fonction présentée en 2.23

donne un paramètre de pente  $T_{eff}$  proche de 300 MeV pour LHC et 240 MeV pour RHIC [101]. Étant donné que les photons thermiques sont émis tout au long de la collision, l'interprétation de la température extraite de l'ajustement est rendue difficile, mais reste une estimation moyenne valable. La température du milieu est bien supérieure à l'estimation de la température critique  $T_c = 154$  MeV.

La température du milieu peut également être indirectement estimée en étudiant la suppression des différents quarkonia ( $T_{\Psi(2S)} < T_{J/\Psi} < T_{\Upsilon(1S)}$ ). Les facteurs de modification nucléaire  $R_{AA}$  pour les  $J/\Psi$  et les  $\Upsilon(1S)$  [102, 103] (voir figure 2.21) présentent tous les deux une suppression dans les collisions Pb-Pb par rapport aux collisions proton-proton, ce qui signifie que la température de la phase dense et chaude est supérieure à  $T = T_{\Upsilon(1S)}$ , valeur supérieure à la température critique prédite par  $\mathcal{L}QCD$ .

Notons qu'au LHC le  $J/\Psi$  présente une suppression plus faible que le  $\Upsilon(1S)$ . Ce résultat peut être interprété comme la conséquence d'un mécanisme de régénération des paires  $c\bar{c}$  dans le milieu dense formé. En effet, lorsque l'énergie de collision est élevée, la densité de charge de couleur au sein du QGP est importante et il est possible que deux quarks originellement non corrélés forment un état lié par production statistique [104]. Ce mécanisme appelé recombinaison ou régénération compenserait donc la suppression des saveurs lourdes et serait favorisé pour les quarks  $c$  qui sont plus légers et donc plus abondamment produits que les quarks  $b$ . Cette observation permet également de conforter l'idée que les degrés de liberté de la phase de QGP sont partoniques.

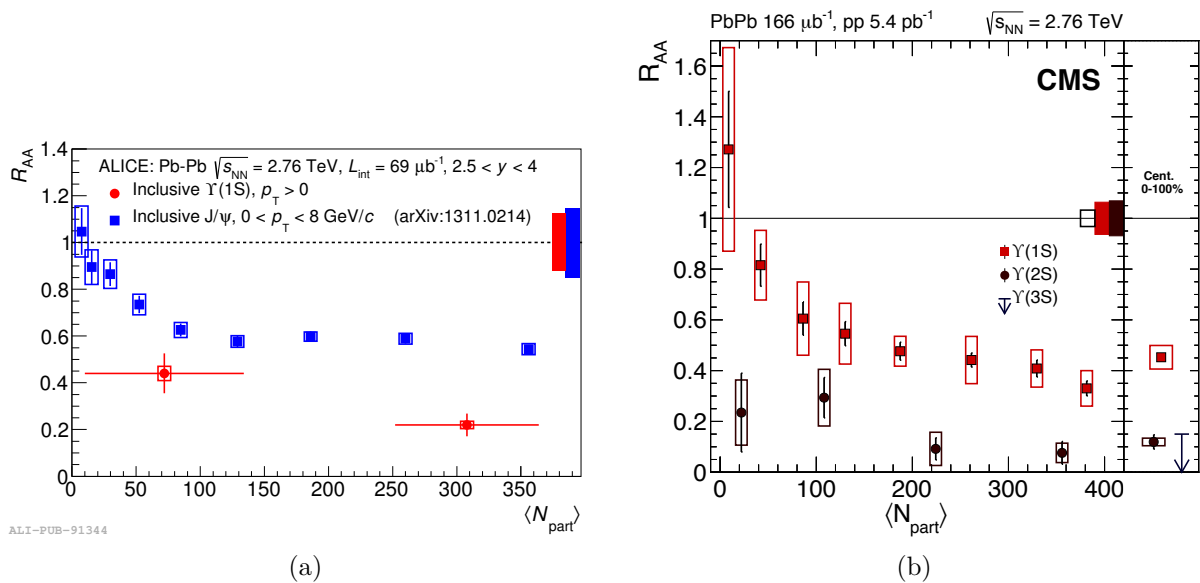


FIGURE 2.21 – (a)  $R_{AA}$  des  $J/\Psi$  (en bleu) et  $\Upsilon(1S)$  (en rouge) en fonction du nombre de participants à la collision  $N_{part}$  [102]. (b)  $R_{AA}$  des  $\Upsilon(1S)$  et  $\Upsilon(2S)$  en fonction du nombre de participants à la collision  $N_{part}$  [103].

## État initial

La connaissance des fluctuations dans l'état initial est essentielle pour décrire les observables telles que les coefficients  $v_n$ . La figure 2.22 présente les densités d'énergie initiales obtenues par trois modèles communément utilisés : MC-Glauber, MC-KLN et IP-Glasma, au temps  $\tau = 0,2$  fm/c, avec une distribution commune en nucléons au sein des noyaux entrant en collisions [70].

Pour ces trois modèles, la densité d'énergie diffère de manière importante selon la position dans le plan transverse considérée. De plus, la prise en compte de fluctuations subnucléoniques dans le modèle IP-Glasma mène à une résolution plus fine qui met en évidence des fluctuations de la densité d'énergie importantes à très courte distance. Au-delà de permettre une modélisation



précise de l'état initial, la connaissance de la distribution en densité d'énergie permet également de discerner les effets ayant lieu aux premiers instants de la collision des autres phénomènes [70].

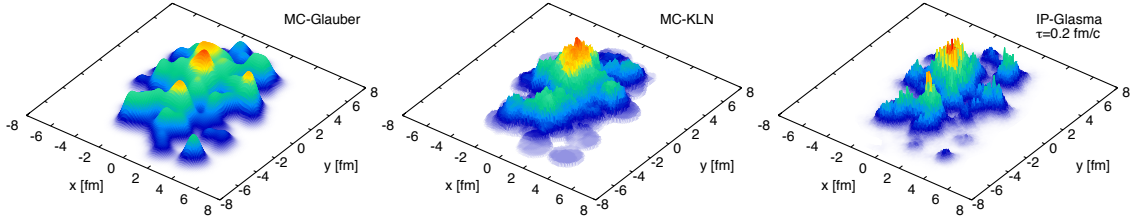


FIGURE 2.22 – Densité d'énergie dans le plan transverse pour les trois modèles MC-Glauber (gauche), MC-KLN (centre) et IP-Glasma au temps  $\tau = 0,2$  fm/c (droite) [70].

La figure 2.23 présente les coefficients  $v_2$  à  $v_4$  mesurés par l'expérience ALICE [105] ainsi que les prédictions théoriques obtenues avec les trois modèles précédents. Tandis que les modèles donnent des prédictions relativement proches pour le  $v_2$  qui dépend majoritairement de l'excentricité dans l'état initial, les prédictions pour les ordres supérieurs, qui sont plus sensibles aux fluctuations dans l'état initial, diffèrent plus et le modèle IP-Glasma est celui favorisé par les données expérimentales.

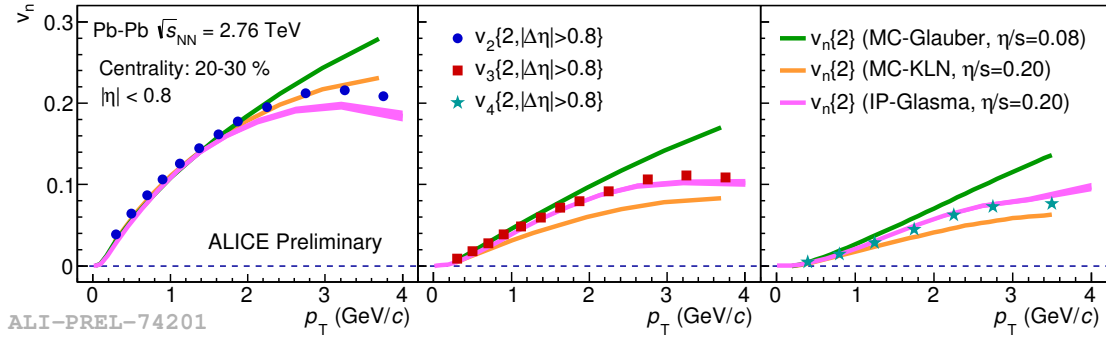


FIGURE 2.23 – Coefficients  $v_2$  (gauche),  $v_3$  (milieu) et  $v_4$  (droite) en fonction de  $p_T$  comparés aux prédictions de MC-Glauber (vert), MC-KLN (orange) et IP-Glasma (magenta) [105].

## Équation d'état

Les coefficients  $v_n$  s'interprètent comme le résultat d'anisotropies dans l'état initial dont l'amplitude dépend fortement des propriétés du milieu. Ainsi la mesure de ces coefficients permet d'apporter des contraintes sur l'équation d'état de la matière nucléaire, le rapport  $\eta/s$  ou la température du milieu [106].

Des simulations d'hydrodynamique événement par événement utilisant le modèle IP-Glasma pour les conditions initiales permettent d'obtenir les coefficients de Fourier  $v_n$  et de reproduire les données d'ALICE (voir figure 2.24) et ATLAS avec une précision remarquable pour un rapport de viscosité de cisaillement sur densité d'entropie  $\eta/s = 0,2$  [107]. Cette valeur de  $\eta/s$ , très proche de la limite théorique  $1/4\pi$ , indique que les propriétés du milieu sont proches de celles d'un liquide parfait. L'accord observé entre données expérimentales et simulations est interprété comme une indication que l'excentricité et les fluctuations de la densité d'énergie de l'état initial sont les raisons principales de l'existence de flot en collisions noyau-noyau.

L'ensemble des données collectées à RHIC et au LHC permet également de contraindre l'équation d'état de la QCD. La collaboration MADAI traite l'équation d'état, représentée sous la forme de la vitesse du son  $c_s^2$  en fonction de la température  $T$  (préalablement contrainte par des résultats de la vitesse du son provenant de pQCD en  $T = T_c$  et  $T = \infty$ ), comme un paramètre

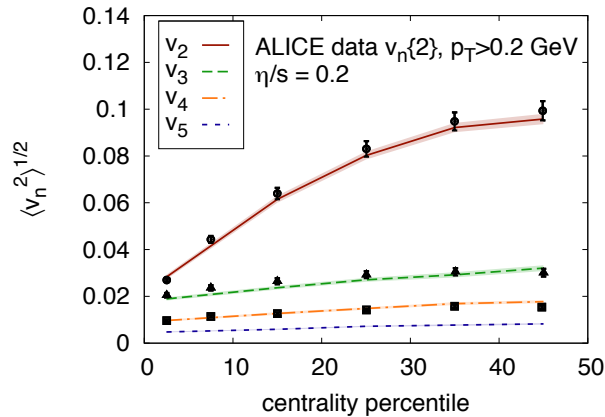


FIGURE 2.24 – Comparaison des  $v_n$  mesurés par ALICE avec les résultats de simulations d’hydrodynamique événement par événement en fonction de la centralité [107].

libre afin de la comparer aux limites posées par les calculs de  $\mathcal{L}QCD$  avant et après contraintes apportées par les données expérimentales.

La figure 2.25 présente la comparaison de l’équation attendue par  $\mathcal{L}QCD$  (en rouge) avec différentes équations d’état de la QCD (en bleu), toutes contraintes en  $T_c$  et  $T_\infty$ , sans utiliser (gauche) et en utilisant (droite) les contraintes apportées par les données de RHIC et LHC [108]. On constate que l’équation d’état de la matière produite à RHIC et LHC s’approche fortement de celle de  $\mathcal{L}QCD$ .

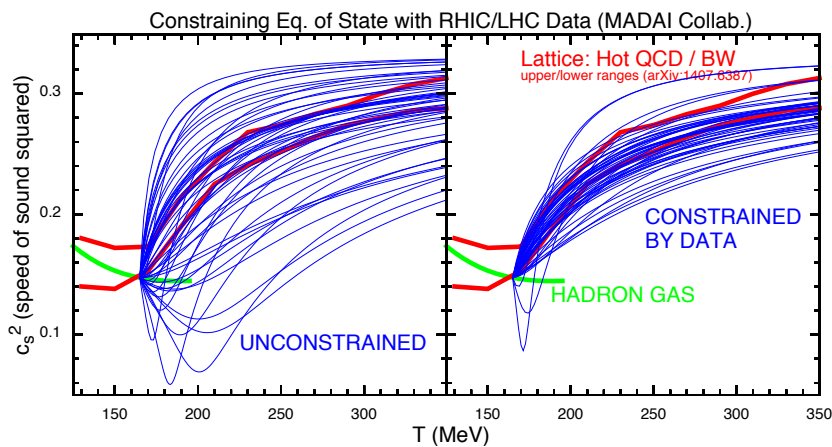


FIGURE 2.25 – Vitesse du son  $c_s^2$  en fonction de la température  $T$  pour différentes équations d’état (en bleu) avant (gauche) et après (droite) être contraintes par les données. L’équation d’état de QCD obtenue par  $\mathcal{L}QCD$  est présentée en rouge [108].

### Perte d’énergie

La perte d’énergie des partons dans le milieu est de mieux en mieux déterminée. En effet, depuis la première observation de l’atténuation du jet opposé à la particule de plus haute impulsion transverse de l’événement en collisions noyau-noyau à RHIC [95], beaucoup d’analyses ont été menées afin de mieux quantifier ce phénomène.

La figure 2.26 présente les facteurs de modification  $R_{p_b p_b}$  et  $R_{p_b}$  des particules chargées mesurés par l’expérience ALICE [109]. Alors que le  $R_{p_b p_b}$  montre une claire suppression des particules de haute impulsion transverse ( $p_T > 2$  GeV/c), d’autant plus importante que la centralité

de la collision augmente, le  $R_{pPb}$  ne présente pas de suppression à haut  $p_T$ , confortant ainsi l'hypothèse de la perte d'énergie des partons dans la phase dense et chaude.

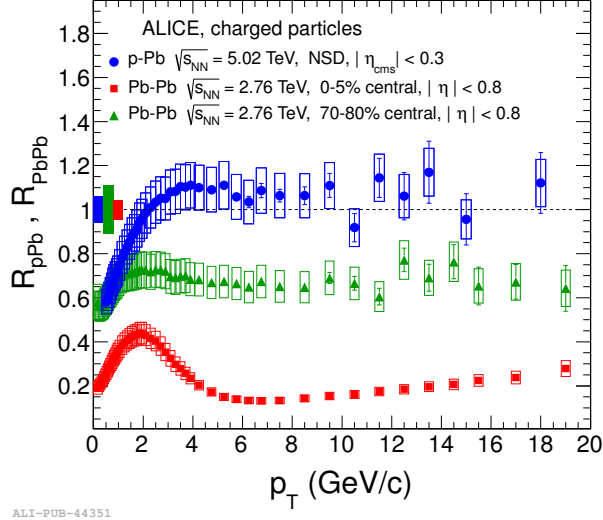


FIGURE 2.26 – Facteurs de modification nucléaire  $R_{PbPb}$  (en vert pour la centralité 70-80% et en rouge pour 0-5%) et  $R_{pPb}$  (en bleu) des particules chargées mesurés par l'expérience ALICE [109].

La perte d'énergie des partons peut être étudiée plus finement à l'aide d'une mesure de l'asymétrie de jets de haute impulsion, définie comme :

$$A_J = \frac{p_{T,1} - p_{T,2}}{p_{T,1} + p_{T,2}} \quad (2.24)$$

qui permet de quantifier l'atténuation des jets dans les collisions d'ions lourds. La figure 2.27 présente les distributions en asymétrie  $A_J$  normalisées au nombre d'événements pour les collisions proton-proton et les collisions centrales Plomb-Plomb [110]. La distribution en proton-proton est piquée à des faibles valeurs de  $A_J$ , ce qui signifie que les deux jets émis dos à dos ont des impulsions transverses proches, alors que la distribution pour les collisions Plomb-Plomb centrales est piquée vers 0,5, soit une atténuation significative de l'énergie de près de 50%, ce qui peut être interprété comme la conséquence de la perte d'énergie des partons dans le milieu.

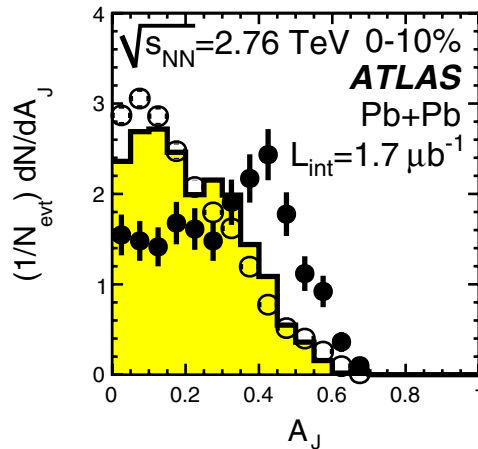


FIGURE 2.27 – Distribution de l'asymétrie  $A_J$  entre deux jets en collisions proton-proton (ronds ouverts) et Pb-Pb centrales (ronds noirs) à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV mesurée par l'expérience ATLAS [110].

Une étude de CMS [111] sur le déséquilibre entre deux jets émis dos à dos permet d'aller beaucoup plus loin dans la compréhension de la perte d'énergie des partons en mesurant la projection de l'impulsion transverse manquante des particules chargées sur l'axe du jet de plus haute impulsion de l'événement :

$$\langle p_T^{\parallel} \rangle = \sum_i -p_T^i \cos(\phi_i - \phi_{\text{Leading Jet}}) \quad (2.25)$$

La moyenne  $\langle p_T^{\parallel} \rangle$  des projections sur l'ensemble des événements devrait être nulle si aucune suppression n'est observée dans le jet opposé. La figure 2.28 présente  $\langle p_T^{\parallel} \rangle$  (points noirs) en fonction de l'asymétrie  $A_J$  entre les deux jets, pour des traces se situant dans (gauche) et hors (droite) d'un cône de rayon  $\Delta R = 0,8$  autour de l'axe du jet de plus haut  $p_T$  en collisions centrales Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV [111].

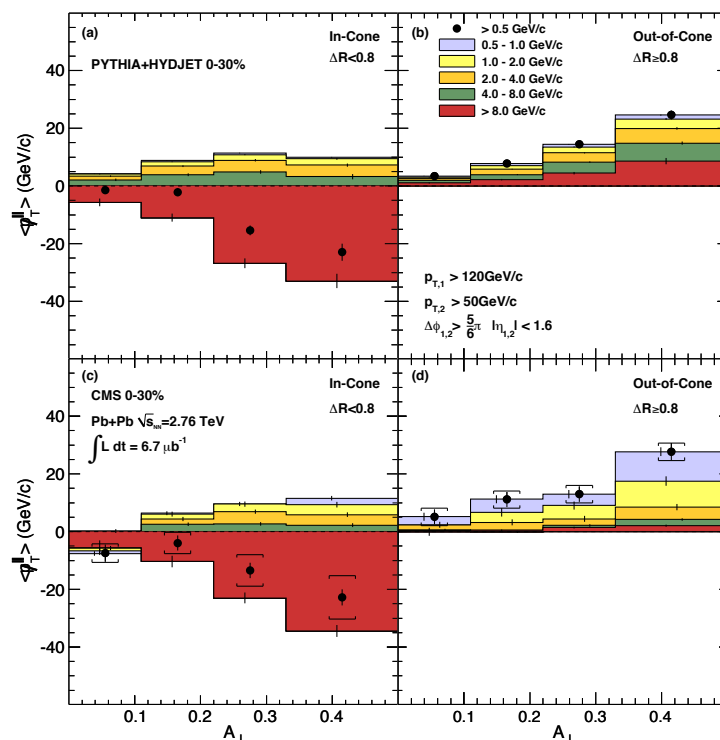


FIGURE 2.28 – Mesure d'imbalance d'événements à deux jets dans l'état final par l'expérience CMS en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV [111].

La projection moyenne présente un déficit pour les traces dans le cône à la fois dans les données (bas) et dans la simulation (haut) d'autant plus important que l'asymétrie entre les jets est grande. Comme attendu, on retrouve les effets de la perte d'énergie du parton dans le milieu.

Au contraire, un excès est observé à l'extérieur du cône, qui est du même ordre de grandeur que l'énergie perdue dans le cône. L'énergie perdue par un parton semble donc se retrouver préférentiellement loin de l'axe initial du parton ( $> 0,8$  rad) sous la forme de particules de basse impulsion transverse ( $< 2$  GeV/c). Enfin, notons que même si la simulation reproduit la quantité d'énergie perdue, elle ne rend pas correctement compte de la répartition en  $p_T$  des particules que ce soit dans ou en dehors du cône.

Par ailleurs, la mesure de la fonction de fragmentation par ATLAS [112] montre une suppression pour les particules de  $p_T$  intermédiaires et une augmentation des particules de bas  $p_T$ , ce qui confirme les observations précédentes.

### 2.5.3 Des questions encore ouvertes

#### Production des photons thermiques

L'intérêt de la mesure des photons directs a déjà été discuté dans la section précédente, notamment pour l'estimation de la température du QGP. Cependant, la production de photons thermiques (photons directs de bas  $p_T$ ) mesurée par les expériences PHENIX et ALICE n'est pas convenablement reproduite par les différents modèles théoriques actuellement disponibles, alors que la région à haut  $p_T$  (photons directs issus de processus durs) l'est [113]. De plus, l'expérience PHENIX a montré que le  $v_2$  des photons directs de bas  $p_T$  n'est pas nul et est du même ordre de grandeur que celui des pions [114] (ce qui est confirmé par un résultat préliminaire de l'expérience ALICE). Ceci n'était pas prédit par les modèles théoriques [115], qui ne sont pas en mesure de reproduire le comportement du  $v_2$  en même temps que le spectre en  $p_T$ . Les mécanismes de production des photons thermiques ne semblent donc pas parfaitement compris et leur modélisation restent à améliorer.

Ceci sera nécessaire afin de pouvoir interpréter convenablement le paramètre de pente  $T_{eff}$  issu des données, mais également, dans un futur plus lointain, d'être en mesure de déterminer la température de la phase de QGP en fonction du temps.

#### Suppression et production des quarkonia

La figure 2.29 présente le rapport  $R_{AA}(J/\Psi)/R_{AA}(\Psi(2S))$  en fonction de la centralité, obtenu par les expériences ALICE et CMS pour  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV. Ce rapport, inférieur à l'unité, montre que le  $\Psi(2S)$  est plus supprimé en collisions Pb-Pb par rapport aux collisions pp que le  $J/\Psi$  quelle que soit la centralité ou l'impulsion de l'état lié  $c\bar{c}$ , et que la contribution des décroissances de mésons beaux soit prise en compte ou non.

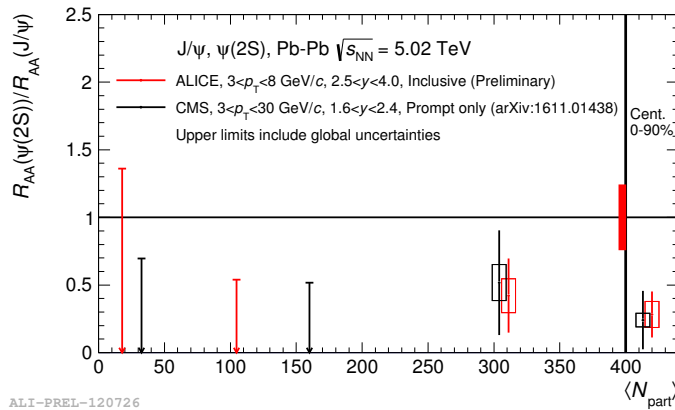


FIGURE 2.29 – Ratio des  $R_{AA}$  du  $\Psi(2S)$  et du  $J/\Psi$  en fonction du nombre moyen de participants  $\langle N_{part} \rangle$ .

Ce résultat est surprenant puisque que la température estimée du QGP est bien supérieure à la température de dissociation du  $J/\Psi$  et du  $\Psi(2S)$ , ce qui signifie que ces deux états liés devraient être dissociés, et que les mécanismes de production sont les mêmes pour le  $J/\Psi$  et le  $\Psi(2S)$ . De plus, ce résultat ne peut pas être expliqué avec les modèles de suppression et recombinaison communément utilisés [116]. D'autres études seront donc nécessaires afin de mieux comprendre les différents effets pouvant avoir lieu dans le milieu lors de la production d'états liés  $c\bar{c}$ .

Des données récentes obtenues auprès du LHC permettent d'obtenir le coefficient d'anisotropie  $v_2$  pour le  $J/\Psi$  avec suffisamment de précision pour affirmer que celui-ci est non nul, comme le montre la mesure réalisée par l'expérience ALICE en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV présentée en figure 2.30. Cette mesure est une preuve supplémentaire en faveur d'un scénario où une fraction non négligeable de  $J/\Psi$  est formée par mécanisme de régénération (l'état lié est formé de façon

statistique dans le milieu) et hérite donc du flot elliptique induit par l'expansion du milieu, puisque le  $J/\Psi$  formé par processus durs dans l'état initial est supposé insensible aux effets collectifs du milieu [117].

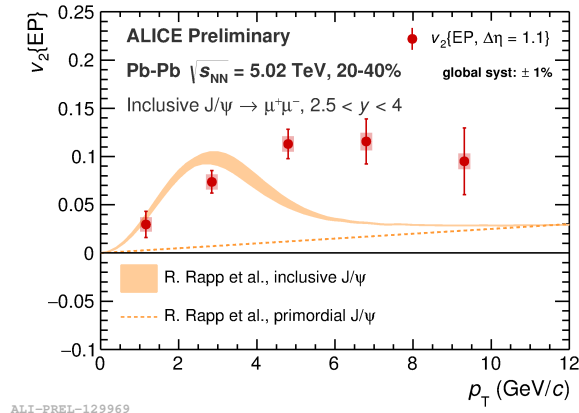


FIGURE 2.30 –  $v_2$  en fonction de  $p_T$  obtenu pour la mesure inclusive de  $J/\Psi$  en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV, pour la centralité 20-40%.

Cependant, les modèles théoriques semblent ne pas être en mesure de reproduire les résultats expérimentaux, notamment pour la rapidité à l'avant [118]. Cette mesure du  $v_2$  est donc précieuse puisqu'elle peut apporter des contraintes supplémentaires sur les modèles qui doivent à présent décrire simultanément le  $R_{AA}$  et le  $v_2$  du  $J/\Psi$ .

Enfin, la comparaison des flots elliptiques du  $J/\Psi$ , des mésons charmés et des pions, bien que non triviale, permettra d'obtenir des informations sur les propriétés de flot des quarks lourds par rapport aux quarks légers.

### Du QGP en collisions proton-proton et proton-Plomb ?

Finalement, la plus grande surprise révélée par les expériences du LHC est l'observation de phénomènes habituellement attribués à la présence du QGP dans les collisions proton-proton et proton-noyau (également qualifiés de "petits systèmes"), où la formation de QGP n'est pas attendue.

La fonction de corrélations entre deux particules se définit comme :

$$C(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_{\text{trig}}} \frac{d^2N}{d\Delta\eta d\Delta\phi} \quad (2.26)$$

La figure 2.31 présente les fonctions de corrélations en collisions proton-proton [119] (à gauche) et Plomb-Plomb [120] (à droite). En collisions proton-proton de basse multiplicité on observe la présence de la fragmentation du jet en  $\Delta\phi = 0$  et  $\Delta\eta = 0$ , et la présence du jet opposé en  $\Delta\phi = \pi$  et étalé en  $\eta$ . En collisions Plomb-Plomb la présence de la fragmentation du jet en  $\Delta\phi = 0$  et  $\Delta\eta = 0$  est toujours visible, mais le jet opposé est supprimé (du fait de la perte d'énergie des partons). De plus, on observe des corrélations en  $\Delta\eta = 0$  qui s'étendent vers de très grandes valeurs de  $\Delta\eta$  (rectangles magenta), appelés corrélations "longue distance", ou *ridge*, qui ne sont pas présentes en collisions proton-proton. Ces corrélations correspondent à une augmentation de la fonction de corrélations, et donc du nombre de particules produites, dans la région où  $\Delta\phi = 0$  et  $\Delta\eta > \pm 1$ , par rapport aux collisions proton-proton, et sont attribuées aux effets collectifs du milieu [120]. Dans la suite de la discussion, nous nous concentrerons sur les régions définies par les rectangles magenta.

La figure 2.32 présente les fonctions de corrélations mesurées par les expériences ATLAS en collisions proton-proton de haute multiplicité à  $\sqrt{s} = 7$  TeV [119] (gauche) et CMS en collisions proton-Plomb  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV [121] (droite) qui montrent une structure de corrélations en  $\Delta\phi = 0$  similaire aux observations faites en collisions Plomb-Plomb. Les corrélations observées en collisions

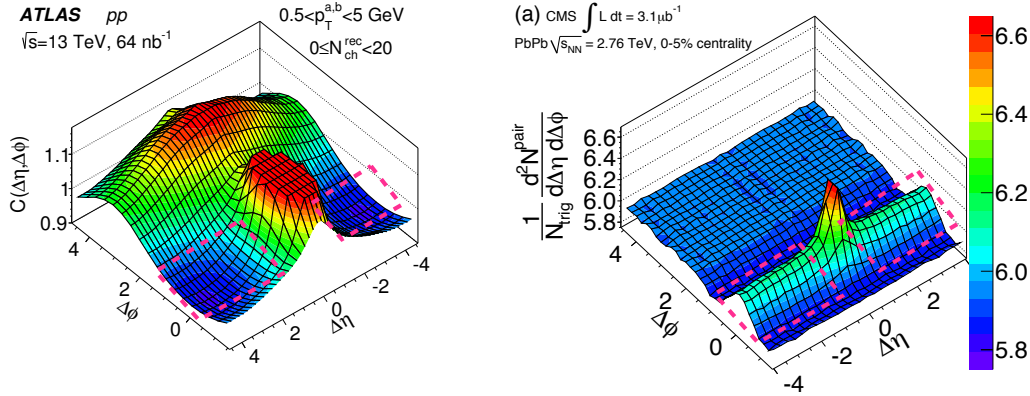


FIGURE 2.31 – Mesure de la fonction de corrélation  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  en collisions proton-proton basse multiplicité [119] (gauche) et Plomb-Plomb [120] (droite).

proton-proton et proton-Plomb, pourraient provenir de fluctuations présentes au sein du proton dans l'état initial et mettre en évidence une physique sous-jacente identique pour les collisions proton-proton, proton-Plomb et Plomb-Plomb [121].

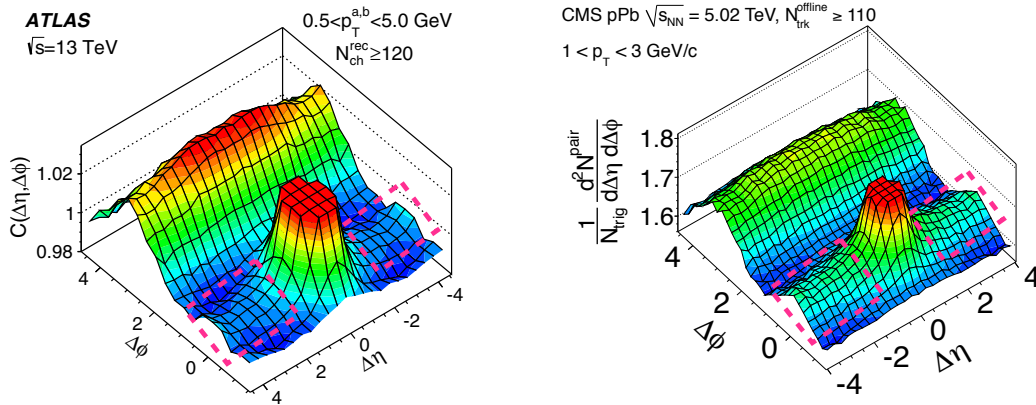


FIGURE 2.32 – Gauche : Mesure de la fonction de corrélation  $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$  en collisions proton-proton haute multiplicité (nombre de traces  $N_{ch}^{rec} \geq 120$ ) mesurée par ATLAS à  $\sqrt{s} = 13$  TeV [119]. Droite : Mesure de la fonction de corrélation en collisions proton-Plomb haute multiplicité (nombre de traces  $N_{ch}^{rec} \geq 110$ ) mesurée par CMS à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV [121].

L'observation d'effets collectifs dans les petits systèmes a également été confirmée avec la mesure non nulle, en collisions proton-Plomb, des différentes harmoniques de flot [122].

Enfin, une augmentation de la production de particules étranges a été mesurée par l'expérience ALICE en collisions proton-proton, qui est semblable à ce qui avait été précédemment observé en collisions Plomb-Plomb et également proton-Plomb. En effet, sur la figure 2.33, qui montre le rapport des taux de production de différentes particules étranges sur celui des pions, on observe que ce rapport atteint en collisions proton-proton (ronds pleins) une magnitude proche de celle obtenue en collisions Plomb-Plomb. Cette augmentation de la production de l'étrangeté, qui est une signature historique de la formation de la phase de QGP en collisions Plomb-Plomb, nécessite que les mécanismes qui en sont à l'origine soient clarifiés indépendamment du type de collision [123].

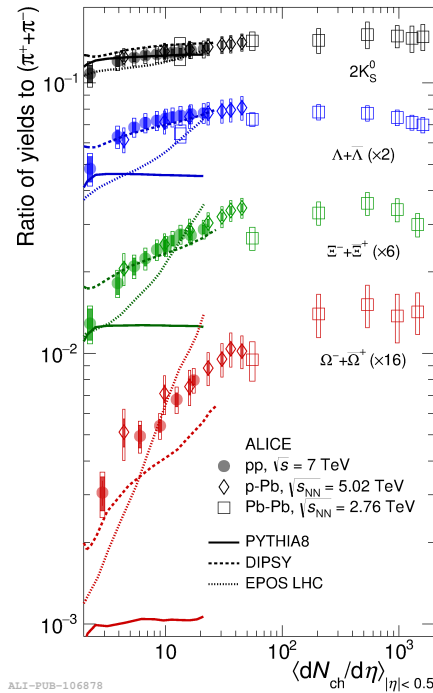


FIGURE 2.33 – Rapport des taux de production entre les hypérons  $K_s^0$  (noir),  $\Lambda + \bar{\Lambda}$  (bleu),  $\Xi + \bar{\Xi}$  (vert),  $\Omega + \bar{\Omega}$  (rouge) et les pions  $\pi^+ + \pi^-$ , en fonction de la multiplicité en particules chargées  $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$  [123].

## Conclusion

L'ensemble des résultats présentés dans cette section a montré qu'une connaissance de plus en plus précise de la phase de QGP est désormais accessible, notamment grâce à la quantité de données à présent collectée, mais également grâce à la complémentarité des observables étudiées. Néanmoins, on observe également que les systèmes de collisions proton-proton et proton-noyau, qui étaient utilisées comme des systèmes de référence pour les collisions noyau-noyau, présentent à haute énergie des caractéristiques qui avaient été attribuées à la présence de la phase de QGP, ce qui nous imposera d'étudier en détail ces systèmes afin de s'assurer que les modifications de l'état final observées en collisions noyau-noyau sont bien dues à la phase de QGP.

Par ailleurs, les modifications dans l'état final dues à la perte d'énergie des partons ne semblent pas apparaître dans les collisions proton-proton ou proton-noyau. De ce fait, les mesures réalisées afin d'étudier la perte d'énergie semblent permettre de contraindre les propriétés du milieu de manière robuste.

## 2.6 Corrélations photon-hadron

### 2.6.1 Motivations

La perte d'énergie des partons dans le QGP peut se faire de manière collisionnelle (par diffusion sur les partons du milieu) ou radiative (par rayonnement de gluon, ou gluonstrahlung). Elle dépend de l'énergie, de la virtualité, de la masse et de la charge de couleur de la particule, mais également de la longueur de milieu traversée, des propriétés du milieu, comme sa température, et le couplage parton-milieu. Ce dernier peut être caractérisé de plusieurs manières, par exemple par des paramètres tels que [124] :

- le libre parcours moyen  $\lambda = 1/(\rho\sigma)$  avec  $\rho$  la densité du milieu et  $\sigma$  la section efficace d'interaction ;



- la masse de Debye  $m_D \approx gT$ ,  $g$  étant le paramètre de couplage et  $T$  la température du milieu ;
- le coefficient de transport  $\hat{q} = m_D^2/\lambda$  qui représente le pouvoir de diffusion du milieu en associant variables thermodynamiques ( $m_D$  et  $\rho$ ) et dynamiques ( $\sigma$ ) du milieu.

La perte d'énergie des partons, supposée se faire majoritairement de manière radiative, peut s'exprimer comme [124] :

$$\Delta E \propto C_F \alpha_s \hat{q} L^2 \quad \text{ou} \quad \Delta E \propto \alpha_s^3 C_R \frac{1}{A_T} \frac{dN_g}{dy} L \quad (2.27)$$

selon le modèle considéré<sup>6</sup>, où  $L$  représente la longueur du milieu,  $A_T$  la surface transverse du milieu,  $dN_g/dy$  la densité de gluons du milieu et  $C_F$  et  $C_R$  sont les facteurs de Casimir. Ce dernier permet de rendre compte du fait que les quarks et les gluons n'interagissent pas de la même manière avec le milieu ( $C_F = 3$  pour les gluons et  $4/3$  pour les quarks) [25].

De plus, les contraintes cinématiques font que la radiation de gluons par des quarks lourds est impossible à des angles  $\theta$ , par rapport à la direction de propagation du quark, inférieurs à  $M/E$  où  $M$  est la masse du quark et  $E$  son énergie [125]. Cet effet est connu sous le nom de *dead cone effect*. Ainsi, la perte d'énergie par radiation sera plus faible pour les quarks lourds que pour les partons sans masse ou légers ( $g$ ,  $u$ ,  $d$  et  $s$ ). Il en résulte, en tenant compte du facteur de Casimir, une hiérarchie dans la perte d'énergie :

$$\Delta E_{rad}(g) > \Delta E_{rad}(u, d, s) > \Delta E_{rad}(c) > \Delta E_{rad}(b) \quad (2.28)$$

qui devrait se traduire expérimentalement par un ordonnancement des facteurs de modification nucléaire  $R_{AA}$  selon la saveur des particules considérées.

On peut alors s'attendre à ce que la perte d'énergie des partons dans le milieu apporte les modifications suivantes dans l'état final (dont certaines ont déjà été observées) en collisions d'ions lourds par rapport aux collisions proton-proton :

- suppression de particules de haute impulsion transverse, qui peut être observée par la mesure du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  ;
- déséquilibre en énergie des particules émises dos à dos lors d'un processus dur, qui traduit l'atténuation partielle ou la suppression complète de jets issus de la fragmentation des partons (phénomène également appelé *jet quenching*), qui peut notamment être mesuré par corrélations angulaires entre particules d'un même événement ;
- modification de la distribution en énergie lors de la fragmentation qui implique une augmentation du nombre de particules de plus bas  $p_T$  et une plus grande multiplicité au sein des jets, mais également leur élargissement. Ceci peut être observé par mesure de la fonction de fragmentation ou de la structure des jets.

Les  $R_{AA}$  pour les hadrons chargés et  $\pi^0$  obtenus par différentes expériences de SPS, RHIC et LHC sont comparés, en figure 2.34 à différentes prédictions théoriques considérant différentes propriétés du milieu dense et chaud [126]. On observe que le facteur de modification nucléaire ne permet pas de distinguer ces modèles, et des mesures plus fines vont être nécessaires afin de quantifier de manière précise la perte d'énergie des partons et de déterminer les mécanismes mis en jeu (proportion de perte radiative et collisionnelle), ainsi que les propriétés du milieu, par exemple le coefficient de transport  $\hat{q}$ .

L'étude de corrélations jet-jet ou hadron-jet pourrait permettre de mieux contraindre la quantité d'énergie perdue, mais également de mieux comprendre comment celle-ci est redistribuée et ainsi accéder aux mécanismes de fragmentation du parton en présence du QGP. Ceci est réalisé par le biais d'observables plus complexes que le  $R_{AA}$  comme l'asymétrie entre deux jets  $A_J$ , ou encore

6. Les différents modèles théoriques décrivant la perte d'énergie des partons dans le QGP seront décrits en section 8.1.3.

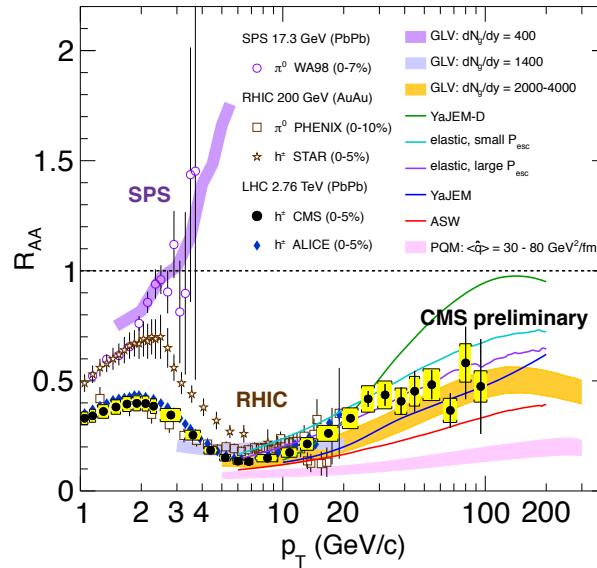


FIGURE 2.34 – Facteurs de modification nucléaire  $R_{AA}$  des hadrons chargés et des  $\pi^0$  mesurés par différentes expériences de SPS, RHIC et LHC, comparés à différents modèles théoriques représentés par les lignes colorées [126].

la redistribution en énergie au sein d'un jet qui peut être caractérisée par les distributions de différentes variables :

$$z = \frac{E_{\text{hadron}}}{E_{\text{parton}}} \quad \text{ou} \quad \xi = \ln\left(\frac{E_{\text{parton}}}{E_{\text{hadron}}}\right) \quad (2.29)$$

La figure 2.35 montre la distribution en  $\xi$  des hadrons chargés obtenus par les expériences OPAL et TASSO en collisions  $e^+e^-$  (dans le vide), ainsi que la modification prédite de ces distributions en collisions d'ions lourds avec la transition de phase vers le QGP pour des jets d'une énergie de 7 et 100 GeV [127]. La modification de la fragmentation du parton apparait alors comme une suppression de particules de haute impulsion transverse (bas  $\xi$ ) et une augmentation de particules de bas  $p_T$  (haut  $\xi$ ).

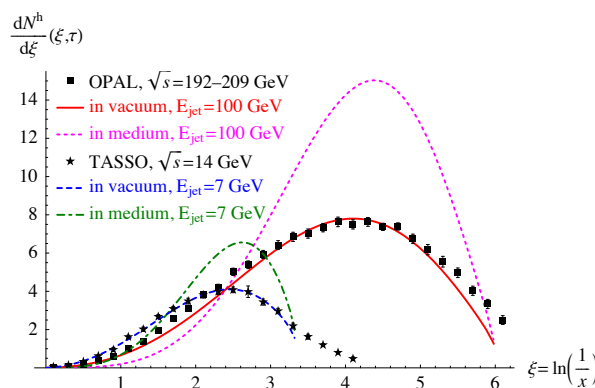


FIGURE 2.35 – Distribution  $dN/d\xi$  mesurées par les expériences OPAL et TASSO en collisions  $e^+e^-$  (points noirs) et fonction de fragmentation dans le vide (bleu et rouge) et celles modifiées par la présence du milieu QCD (vert et magenta) pour deux énergies de jets  $E = 7$  GeV et  $E = 100$  GeV [127].

Afin de mesurer la fonction de fragmentation, il est nécessaire de connaître l'énergie du parton dans l'état initial et dans l'état final. Cette dernière est accessible en mesurant l'énergie des particules formant le jet provenant de la fragmentation du parton, mais l'énergie dans l'état initial

est plus difficile à déterminer. Une possibilité est alors de choisir un processus dans lequel une unique particule est émise à l'opposé, dans le plan transverse, et de mesurer son énergie, égale par conservation à celle du jet.

Les événements à deux jets étudiés lors de corrélations comme celles présentées en figure 2.18b et 2.28, proviennent de processus durs où deux partons sont émis dos à dos, ce qui signifie que ces deux partons (portant chacun une charge de couleur) vont subir une perte d'énergie dans le milieu et aucune information non biaisée sur l'état initial n'est accessible. Notons également que ce type de corrélations présente un biais dit de surface où la sélection d'une particule trigger de haute impulsion transverse implique que le parton père n'a pas traversé une longueur importante de QGP et donc que le processus dur a eu lieu à la surface du milieu.

Pendant, les particules neutres de couleur comme les bosons électrofaibles  $\gamma$ ,  $Z$  n'interagissent pas avec le QGP<sup>7</sup>, comme le montre le facteur de modification nucléaire présenté en figure 2.36a [129], et permettent donc d'avoir une information non biaisée sur l'énergie dans l'état initial d'un parton lorsqu'ils sont émis avec celui-ci lors de processus durs. La différence qualitative des processus jet-jet et boson électrofaible-jet est présentée en figure 2.36b. Ainsi les corrélations  $\gamma/Z$ -jet constituent une sonde adéquate pour étudier de manière quantitative la perte d'énergie des partons dans le milieu.

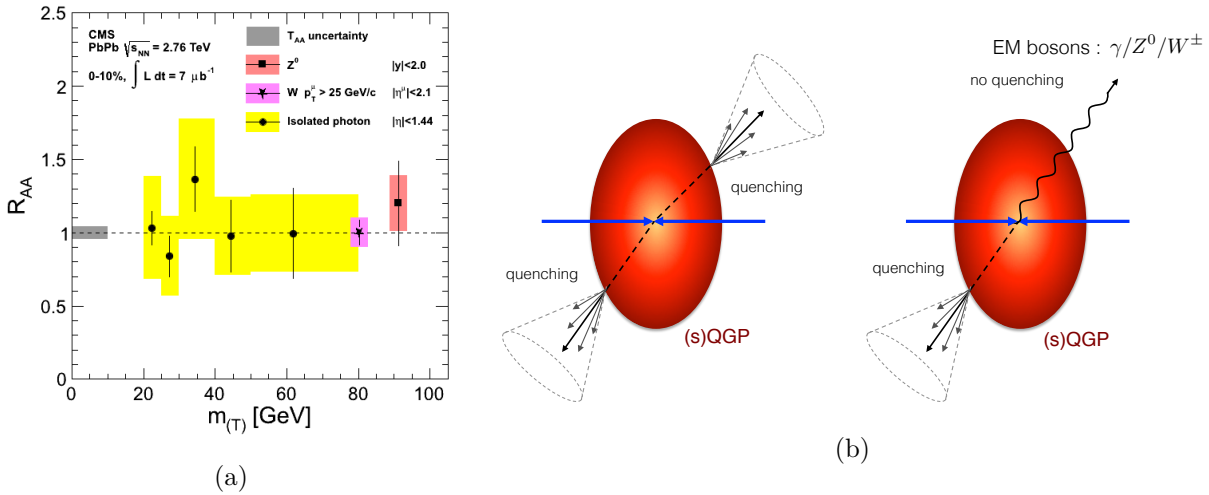


FIGURE 2.36 – (a)  $R_{AA}$  des bosons électrofaibles en fonction de la masse transverse  $m_T$  mesuré par CMS à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV [129]. (b) Schématisation de la différence qualitative d'événements jet-jet (gauche) et boson électrofaible-jet (droite) lorsqu'une phase QGP est présente.

Plusieurs mesures de corrélations  $\gamma$ -jet,  $\gamma$ -hadron ou  $Z$ -jet, utilisant la variable :

$$x_{J_i} = \frac{p_T^{\text{jet}}}{p_T^{\text{trig},i}} \quad (2.30)$$

où  $p_T^{\text{trig},\gamma}$  est l'impulsion transverse de la particule la plus énergétique de l'événement étudié ( $Z$  ou photon), appelé particule trigger dans la suite du document, ont déjà été réalisées par les expériences ATLAS et CMS. La figure 2.37 présente le résultat préliminaire de la distribution du paramètre  $x_{J_\gamma}$  normalisée au nombre de particules trigger, mesurée par la collaboration ATLAS à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV en collisions proton-proton et Plomb-Plomb centrales pour des photons directs émis par processus durs de grande énergie :  $60 < E_\gamma < 150$  GeV [130]. Pour les collisions les plus centrales (0-10%), il est observé que la distribution n'est plus centrée à 1, mais décalée vers des valeurs proches de 0,5, ce qui montre que les partons perdent presque la moitié de leur énergie à cause de la présence du QGP. Cette mesure est confirmée de manière qualitative par l'analyse de corrélations

7. Leur libre parcours moyen est plus grand que la taille caractéristique du QGP [128].

Z-jet de CMS où la distribution du paramètre  $x_{jz}$  met également en évidence une suppression de l'énergie du parton du même ordre de grandeur [131].

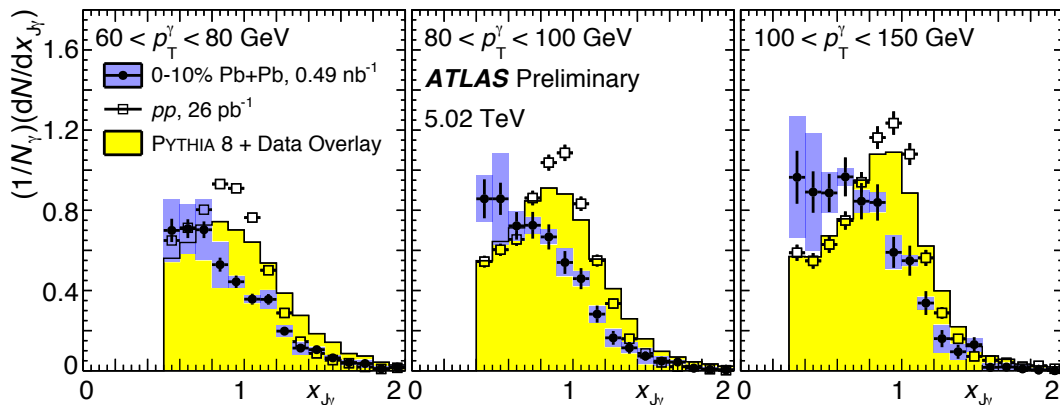


FIGURE 2.37 – Distribution du paramètre  $x_{J\gamma}$  normalisée au nombre de photons trigger mesurée par ATLAS à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV en collisions proton-proton (symboles ouverts) et Plomb-Plomb centrales (en bleu) [130].

L'expérience ALICE dispose d'une capacité unique pour faire une mesure de corrélations à plus basse impulsion transverse que ce qui est réalisé par ATLAS et CMS, et ceci à une énergie de collisions plus importante (et donc un milieu aux propriétés différentes) que celle de STAR et PHENIX. La reconstruction de jet étant plus complexe à basse énergie, la corrélation sera faite entre un photon<sup>8</sup> et l'ensemble des hadrons du côté opposé.

De telles mesures de corrélations ont déjà été réalisées par l'expérience STAR à RHIC [132]. La figure 2.38 présente la fonction de fragmentation (dans le plan transverse) en collisions proton-proton et Au-Au. On observe que la valeur de la distribution est plus faible sur l'ensemble de l'intervalle en  $z_T$  considéré  $[0,1; 0,8]$ , ce qui est en accord avec les observations précédentes de la suppression de particules de haute impulsion transverse. Or, l'énergie étant conservée, on s'attend également à observer une augmentation des particules de bas  $p_T$  (dans l'intervalle  $[0; 0,1]$  en  $z_T$ ). Cet intervalle difficile d'accès fera partie de ce qu'on cherchera à observer grâce à l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron dans ALICE.

## 2.6.2 Méthode d'analyse

La fonction de fragmentation des partons s'exprime comme :

$$D(z) = \frac{1}{N_{jet}} \frac{dN_h}{dz} \quad \text{avec} \quad z = \frac{-\vec{p}^{jet} \cdot \vec{p}^h}{|\vec{p}^{jet}|^2} \quad (2.31)$$

Or, dans le cas de processus durs où le parton est émis avec un photon, celui-ci permet de connaître l'impulsion du jet provenant de la fragmentation du parton lui étant opposé. Il est donc possible de définir le paramètre  $x_E$  de manière similaire à  $z$  :

$$x_E = \frac{-\vec{p}_T^{\gamma} \cdot \vec{p}_T^h}{|\vec{p}_T^{\gamma}|^2} = \frac{p_T^h}{p_T^{\gamma}} \cos(\Delta\varphi) \quad (2.32)$$

où  $\Delta\varphi$  est l'angle entre les hadrons issus de la fragmentation et la direction du photon projetée dans le côté opposé (voir figure 2.39). La fonction de fragmentation peut alors être approchée par

8. Bien que les bosons Z soient plus facilement identifiables que les photons directs, par masse invariante  $m_{l\bar{l}}$ , leur section efficace de production avec un parton est beaucoup plus faible que celle impliquant un photon. Il a donc été choisi d'étudier, dans le cadre de cette thèse, les corrélations  $\gamma$ -hadron.

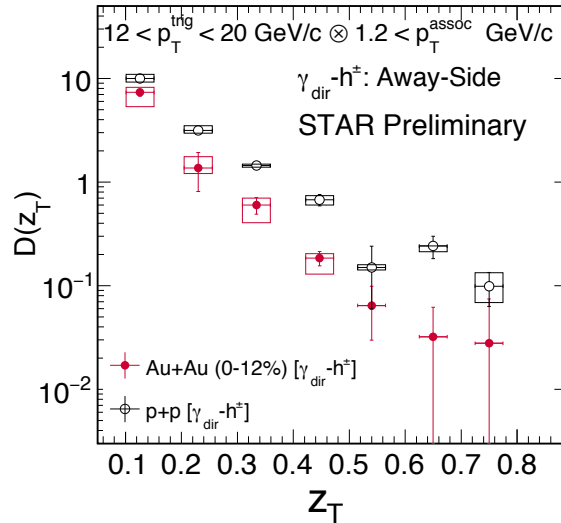


FIGURE 2.38 – Fonction de fragmentation mesurée par l'expérience STAR en collisions proton-proton (symboles noirs ouverts) et Au-Au (symboles rouges pleins) [132].

la distribution en  $x_E$ , définie comme :

$$f(x_E) = \frac{1}{N_{\text{trig}}} \frac{dN_h}{dx_E} \quad (2.33)$$

où  $N_{\text{trig}}$  est le nombre de photons directs trigger et  $N_h$  le nombre de hadrons issus de la fragmentation du parton.

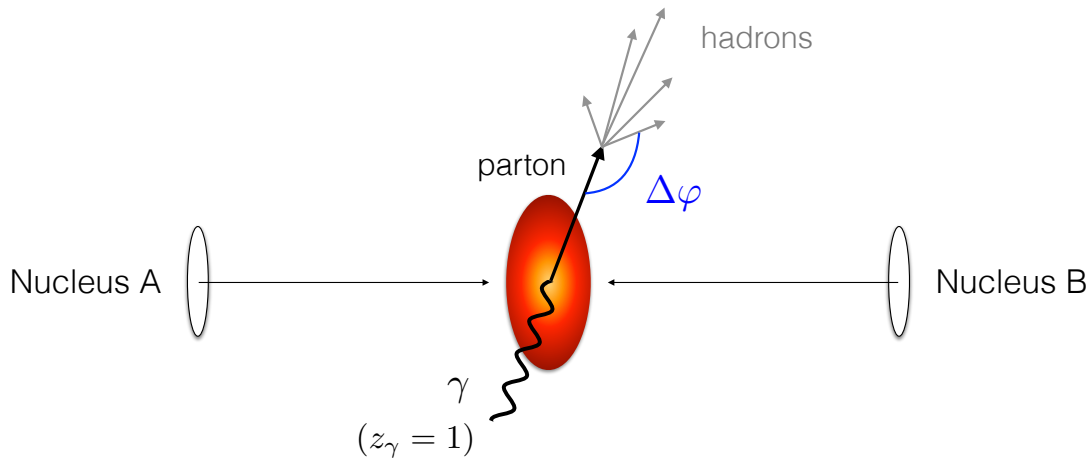


FIGURE 2.39 – Représentation schématique d'un événement photon-jet dans les collisions d'ions lourds.

Au premier ordre, deux types de processus permettent de produire des photons directs de haute impulsion : la diffusion Compton  $gq \rightarrow \gamma q$  et l'annihilation de quark  $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$  (figure 2.40). Pour les énergies de collisions considérées dans la suite de ce manuscrit, les gluons sont abondants et le processus dominant la production de photons directs est la diffusion Compton, comme le montre la figure 2.41a [133]. De ce fait, la mesure de  $f(x_E)$  permet d'appréhender la fonction de fragmentation du quark plutôt que celle du gluon.

On remarque également qu'environ 15% des photons émis proviennent de la fragmentation d'un jet (les photons de fragmentation). Ces derniers ne pouvant pas être dissociés des photons directs,

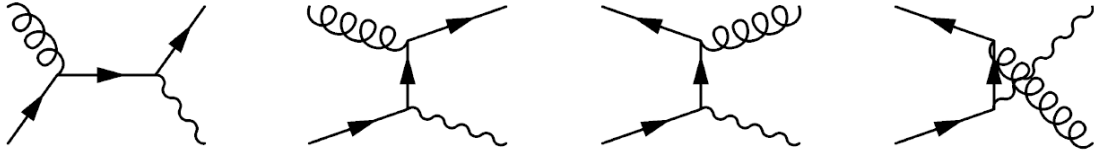


FIGURE 2.40 – Diagrammes de Feynman pour la production de photons directs à l'ordre dominant : diffusion Compton (voies  $s$  et  $u$ ) à gauche et annihilation de quarks (voies  $t$  et  $u$ ) à droite.

ils seront considérés comme du signal. Il sera vu dans le chapitre 6 que la méthode de sélection des photons permet de limiter le biais que la présence de ces photons de fragmentation pourrait induire sur la distribution en  $x_E$ .

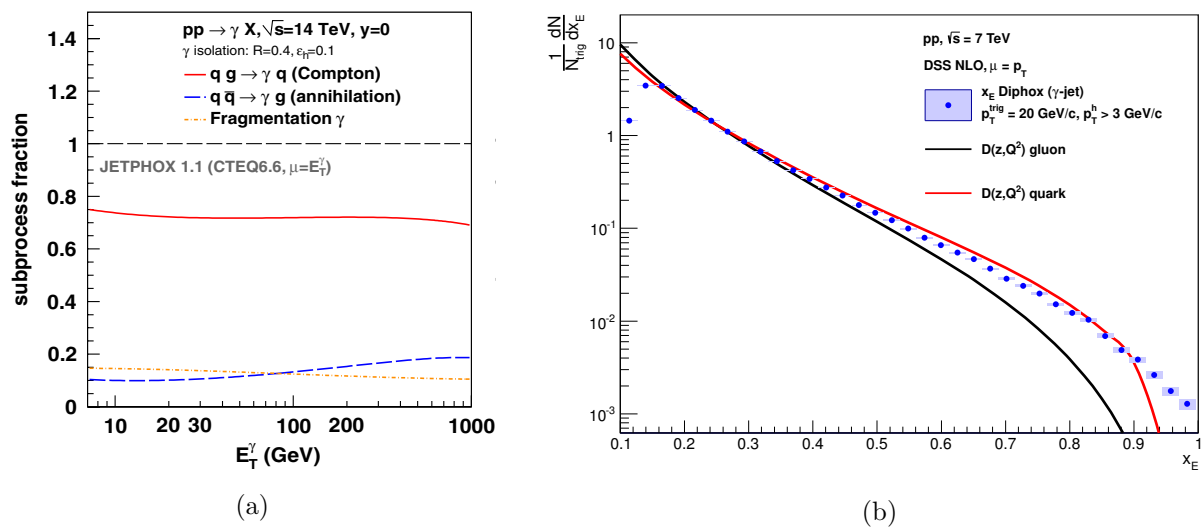


FIGURE 2.41 – (a) Proportions des différentes contributions des processus durs LO aux photons directs [133]. (b) Simulation de distribution en  $x_E$  (points bleus) comparée aux fonctions de fragmentation du quark (en rouge) et du gluon (en noir) [134].

La figure 2.41b présente une distribution en  $x_E$  obtenue par simulation et les fonctions de fragmentation des quarks (en rouge) et des gluons (en noir) [134]. On constate que la distribution en  $x_E$  est effectivement une bonne approximation des fonctions de fragmentation pour un large intervalle en  $x_E$  (0,15-0,8) et comme attendu, la distribution en  $x_E$  est plus proche de la fonction de fragmentation du quark.



# 3 | Le LHC et l'expérience ALICE

## Sommaire

---

<b>3.1 LHC : Large Hadron Collider</b> . . . . .	<b>55</b>
3.1.1 Production et système d'accélération des protons et des ions lourds . . . . .	56
3.1.2 Prise de données . . . . .	58
3.1.3 Les expériences ATLAS, CMS et LHCb . . . . .	59
<b>3.2 L'expérience ALICE : A Large Ion Collider Experiment</b> . . . . .	<b>60</b>
3.2.1 Détecteurs et spécificités . . . . .	61
3.2.2 Systèmes de déclenchement et acquisition des données . . . . .	63
3.2.3 Reconstruction des données avec AliRoot . . . . .	64
3.2.4 Simulation Monte-Carlo . . . . .	64
3.2.5 Analyse des données via WLCG . . . . .	65

---

Le travail de cette thèse s'inscrit dans le programme de physique des ions lourds mené au Large Hadron Collider (LHC) dans le but d'étudier les propriétés du QGP.

L'objet de ce chapitre est de présenter le contexte expérimental de cette thèse en commençant par le complexe d'accélérateurs du LHC et les expériences impliquées dans l'étude des collisions d'ions lourds. Puis, l'expérience ALICE et l'ensemble de ses sous-détecteurs seront introduits, avant de décrire les outils nécessaires à la reconstruction et l'analyse des données.

## 3.1 LHC : Large Hadron Collider

Le *Large Hadron Collider* (LHC) est un accélérateur et collisionneur de hadrons (protons ou ions lourds) circulaire, de 27 km de circonférence. Il est implanté dans l'ancien tunnel du LEP (*Large Electron-Positron collider*) situé à environ 100 m sous terre, sur le site du CERN (l'organisation européenne pour la recherche nucléaire) près de Genève. Bien que le CERN ne se résume pas au LHC, ce dernier est le projet qui concentre la majorité des efforts humains et matériels. Six expériences sont placées tout au long de l'anneau d'accélération, dont quatre entourent chacune un point d'interaction des faisceaux (figure 3.1) :

- ALICE [135] est dédiée à l'étude du plasma de quarks et de gluons ;
- ATLAS [136] a été conçue pour la recherche de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard et la mesure de précision des paramètres et prédictions de ce modèle, en particulier la découverte du boson de Higgs ;
- CMS [137] est une expérience analogue à ATLAS, avec un programme de physique similaire ;
- LHCb [138] est dédiée la violation CP et la physique du quark b notamment dans le but de contraindre des paramètres du Modèle Standard ;



- LHCf [139] a été conçue pour l'étude des particules produites aux petits angles par rapport à l'axe des faisceaux afin de tester des modèles utilisés pour estimer l'énergie des rayons cosmiques ;
- TOTEM [140] est dédiée à l'étude des phénomènes diffractifs et des interactions élastiques.

Dans la suite, nous détaillons la production et l'accélération de particules au sein du LHC, ainsi que les différentes périodes de prise de données ayant eu lieu. Pour finir, les quatre expériences majeures du LHC seront présentées plus en détail.

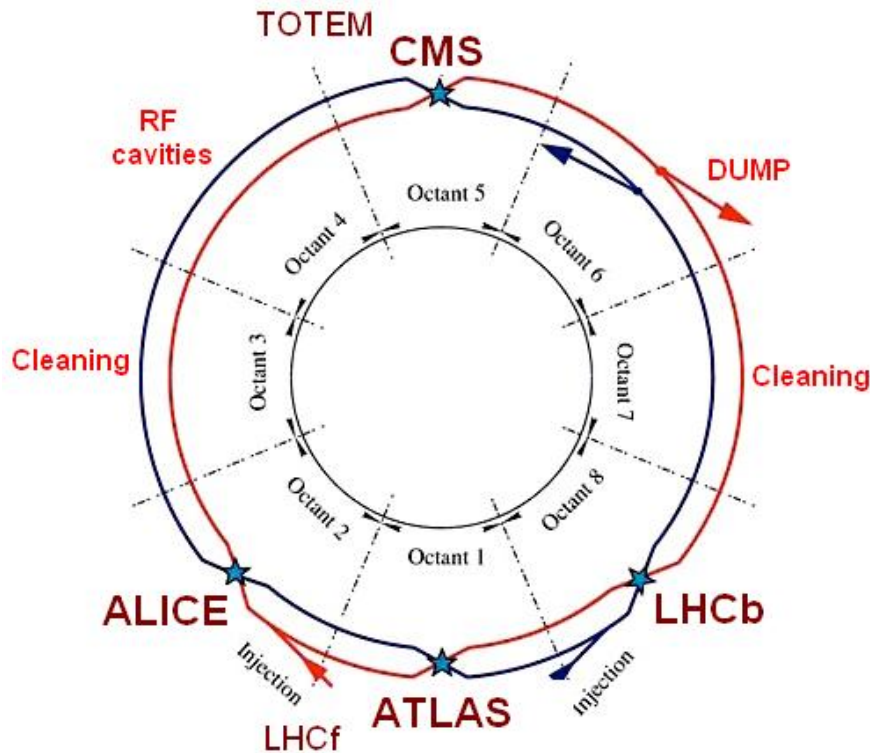


FIGURE 3.1 – Schéma du LHC avec les deux faisceaux représentés par les lignes bleue et rouge ainsi que les points d'interaction représentés par les étoiles. La position des six expériences le long de l'anneau est aussi indiquée.

### 3.1.1 Production et système d'accélération des protons et des ions lourds

Le LHC [141]<sup>1</sup> a été conçu pour accélérer et collisionner des protons, mais également des ions lourds, entre autres les  $\text{Pb}^{82+}$ .

Les protons sont extraits à partir d'un gaz d'hydrogène par application d'un champ électrique. Les ions de plomb sont eux produits par résonance cyclotronique électronique (ECR) : des ondes électromagnétiques, dont la fréquence est la même que celle de l'orbite des électrons des atomes de Plomb, permettent d'arracher les électrons des atomes de Plomb d'un échantillon chauffé à  $500^\circ\text{C}$  afin d'obtenir des ions  $\text{Pb}^{27+}$ . Les électrons restants sont arrachés le long de la chaîne d'accélération, par passage au travers de fines feuilles de matière, pour obtenir des ions  $\text{Pb}^{82+}$  avant l'injection dans le LHC.

L'anneau du LHC dans lequel ont lieu les collisions de particules représente le dernier maillon d'une chaîne complexe d'accélération nécessaire pour accélérer les particules jusqu'à des énergies largement supérieures à celles accessibles avec les autres accélérateurs de particules actuels. La figure 3.2 présente le complexe d'accélérateurs du CERN.

1. L'ensemble des informations de cette section provient de [141].

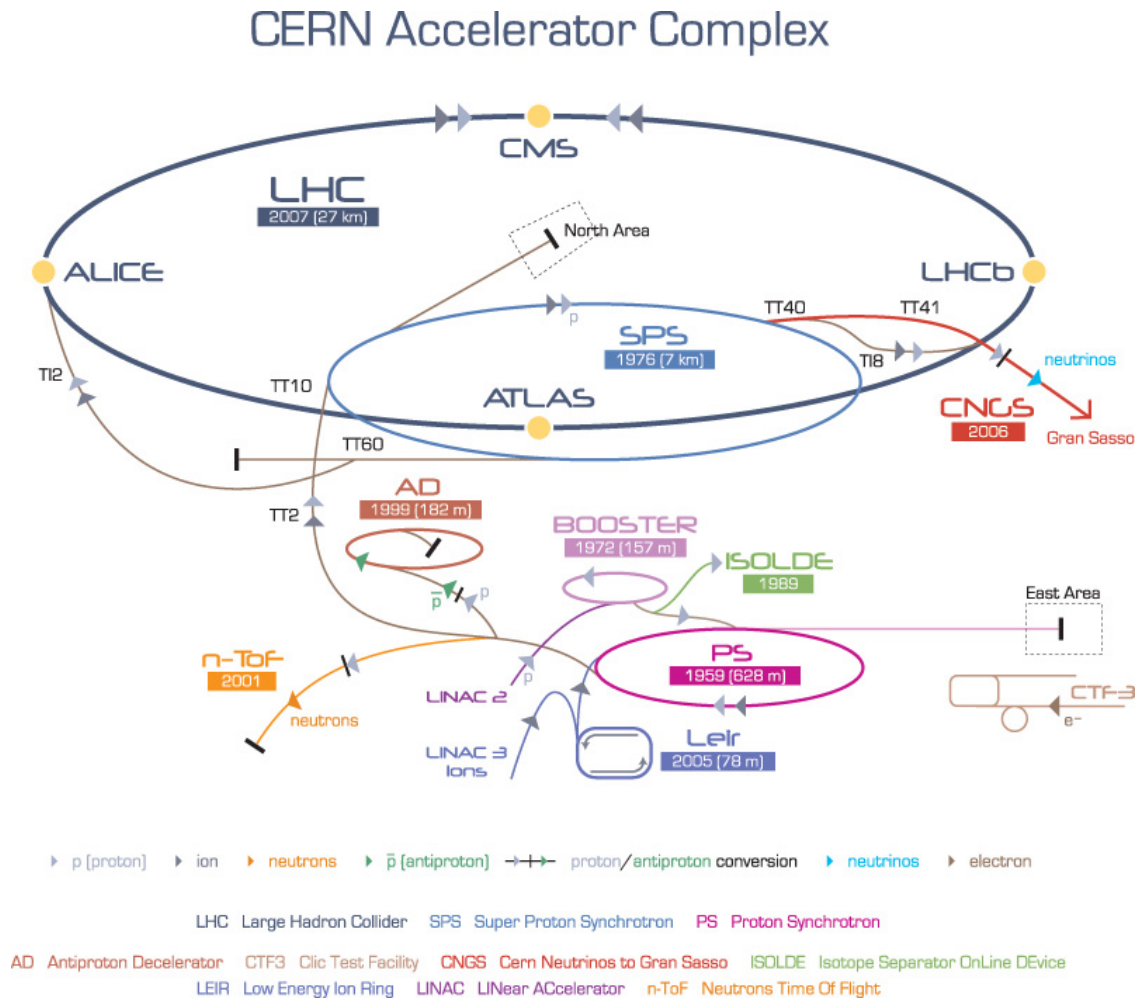


FIGURE 3.2 – Schéma représentant la chaîne d'accélération du LHC. Les trajets d'accélération des protons (en gris clair) et des ions lourds (en gris foncé) sont présentés.

La première phase d'accélération diffère entre les protons et les ions lourds. Les protons sont, en premier lieu, accélérés jusqu'à une énergie de 50 MeV par le LINAC2, puis à 1,4 GeV par le Proton Synchrotron Booster (PSB). Les ions lourds sont quant à eux accélérés à 4,2 MeV par nucléon dans le LINAC3. Ils passent ensuite à travers une feuille de Carbone pour obtenir des ions  $Pb^{54+}$ , puis sont stockés dans le LEIR.

Après cette première étape, les protons et les ions lourds sont injectés dans le Proton Synchrotron (PS) pour être accélérés jusqu'à 25 GeV pour les protons (5,9 GeV par nucléon pour les ions lourds). Les ions lourds passent alors au travers d'une feuille d'aluminium pour obtenir des noyaux privés d'électrons ( $Pb^{82+}$ ). Les protons et les ions sont ensuite injectés dans le Super Proton Synchrotron (SPS) pour atteindre une énergie de 450 GeV (respectivement 177 GeV par nucléon). Enfin, les particules sont transférées dans le LHC par paquet en deux faisceaux distincts évoluant dans des sens opposés (horaire et antihoraire) et sont accélérées jusqu'à l'énergie finale désirée.

Pour atteindre cette énergie, les particules sont successivement accélérées par des cavités radiofréquence supraconductrices de 400 MHz, et leur trajectoire courbée par des aimants supraconducteurs délivrant un champ magnétique de 8,3 T, dont la température est maintenue en dessous de 2 K grâce à un circuit cryogénique fermé d'Hélium liquide. Le LHC n'est donc pas parfaitement circulaire, mais est constitué d'une succession de régions linéaires pour l'accélération et courbes où sont placés les aimants supraconducteurs. Enfin, les particules se trouvant dans les deux faisceaux sont focalisées avec des aimants quadripolaires.

### 3.1.2 Prise de données

Au LHC, la prise de données est segmentée en plusieurs sous-parties représentées sur la figure 3.3 : d'abord, le Run est le nom donné à plusieurs années consécutives de prise de données séparées par un arrêt de longue durée (typiquement deux ans). Ainsi, la période s'étendant de la mise en fonction du LHC en 2009 jusqu'à son premier long arrêt technique en 2013 est appelée Run I. Le Run II du LHC a démarré en 2015 pour une prise de données jusqu'à fin 2018.

Les années civiles sont généralement divisées en deux parties : une prise de données en collisions proton-proton (pp), en blanc sur la figure 3.3, et une seconde dédiée au programme de physique ions lourds (en vert). Un arrêt technique pour la maintenance du LHC et des expériences (en bordeaux) est également programmé en fin d'année. Une exception a été faite en 2012 où la prise de données dédiée au programme de physique ions lourds a été décalée au début de l'année 2013, après l'arrêt hivernal.

Au sein de l'expérience ALICE, chacune de ces prises de données est composée de plusieurs périodes nommées "LHC*Ai*" avec *A* correspondant à l'année civile de la prise de données (15 pour 2015) et *i* une lettre de l'alphabet indexant la période dans l'ordre chronologique. Un changement de période reflète un changement dans la configuration de la prise de données (système de collisions, configuration des détecteurs, champ magnétique ...).

Finalement, chaque période est divisée en *runs* (à ne pas confondre avec les Runs présentés plus haut) dont la durée, de quelques minutes à plusieurs heures, dépend majoritairement de la stabilité de l'accélérateur et des détecteurs.

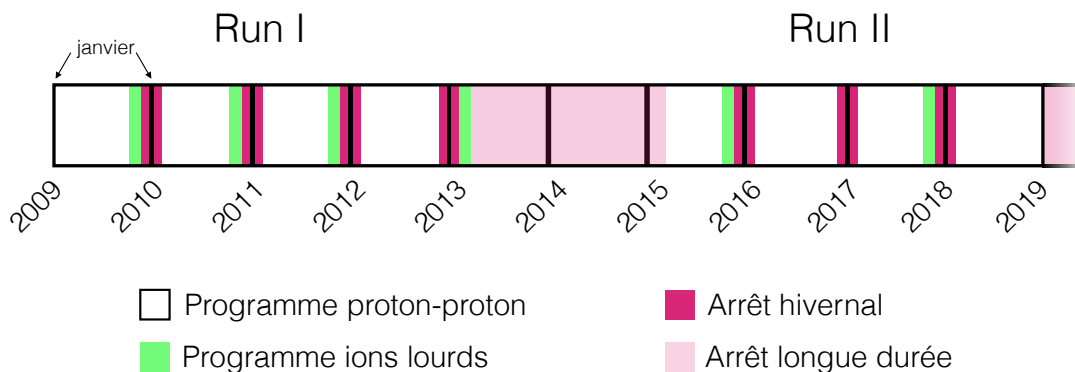


FIGURE 3.3 – Frise représentant les différentes prises de données au LHC.

Run I	2009	pp	900 GeV	Run II	2015	pp	13 TeV
		pp	2,36 TeV			pp	5,02 TeV
	2010	pp	7 TeV			Pb-Pb	5,02 TeV
		pp	900 GeV		2016	pp	13 TeV
		Pb-Pb	2,76 TeV			p-Pb	5,02 TeV
					p-Pb	8,16 TeV	
	2011	pp	7 TeV	2017	pp	13 TeV	
		pp	2,76 TeV		pp	5,02 TeV	
		Pb-Pb	2,76 TeV				
	2012	pp	8 TeV				
	2013	p-Pb, Pb-p	5,02 TeV				

TABLE 3.1 – Systèmes de collision fournis par le LHC de 2009 à 2017.

L'énergie des faisceaux ainsi que les systèmes de collisions produits par le LHC lors des Runs I et II sont présentés dans le tableau 3.1. Les énergies nominales des faisceaux, de  $\sqrt{s} = 13$  TeV pour

les collisions proton-proton et  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV pour les collisions d'ions lourds, ont été atteintes lors du Run II.

### 3.1.3 Les expériences ATLAS, CMS et LHCb

Les détecteurs des expériences ATLAS, CMS et LHCb ont tous une structure en oignon (tout comme ALICE), mais leur conception et les technologies utilisées diffèrent selon le programme de physique de chaque expérience, expliquant ainsi les différences entre ATLAS, CMS, LHCb et ALICE.

Les collaborations ATLAS et CMS se concentrent sur la recherche de phénomènes de nouvelle physique espérés à l'échelle du TeV (supersymétrie, nouveaux bosons de jauge, courants neutres à changement de saveurs), l'étude du boson de Higgs ou les tests de précision sur les paramètres et prédictions du Modèle Standard. Les objectifs de physique impliquent d'avoir une couverture en pseudo-rapacité et azimuth quasi totale (pour le calcul de l'énergie transverse manquante), une bonne résolution en impulsion et capacité de reconstruction, dans des zones très proches du point d'interaction (pour la reconstruction des jets provenant de quarks  $b$ ), ou encore d'identification des muons et des photons de très haute énergie (recherche du boson de Higgs).

De ce fait, les expériences ATLAS [136] (figure 3.4) et CMS [137] (figure 3.5) sont conçues suivant une logique commune : depuis le point d'interaction, les particules rencontrent d'abord un trajectographe composé de différentes couches, puis un calorimètre électromagnétique suivi d'un calorimètre hadronique et enfin des chambres à muons, assurant l'herméticité des expériences.

Cependant certaines différences entre ces deux détecteurs existent comme les champs magnétiques dans lesquels sont plongées les expériences (le champ magnétique de CMS est plus grand que celui d'ATLAS puisque le volume de détection est plus petit) ou encore la technologie utilisée pour les calorimètres électromagnétiques qui sera détaillée dans le prochain chapitre, section 4.3.

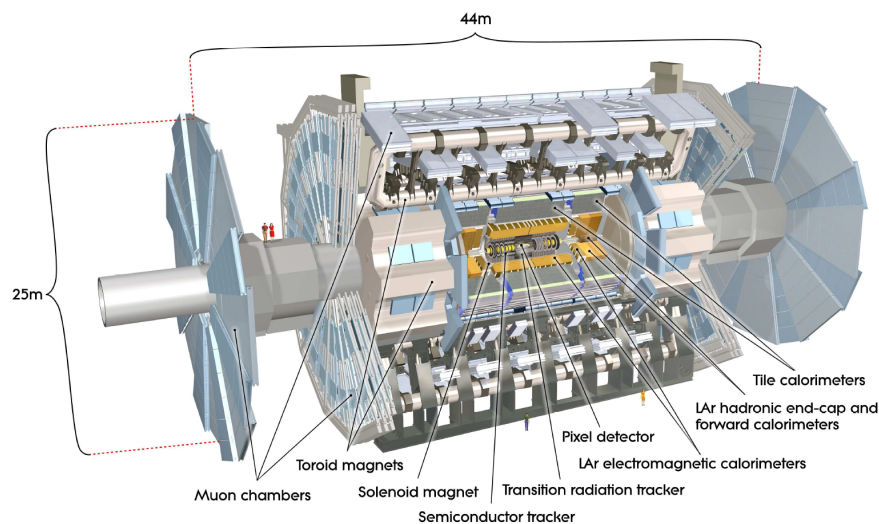


FIGURE 3.4 – Vue détaillée du détecteur ATLAS.

L'expérience LHCb [138] se concentre sur la recherche de nouvelle physique en violation CP par le biais de décroissances rares de mésons beaux, et non par observation directe comme ATLAS ou CMS, dans le but de mieux comprendre l'asymétrie matière-antimatière. La conception du détecteur LHCb est motivée par le fait que les décroissances de hadrons beaux se font majoritairement à grande rapidité aux énergies du LHC. Afin d'être capable de reconstruire ces hadrons, une bonne identification de particules (électron, muon, photon, proton, kaon ...) est nécessaire. Le détecteur est formé d'une succession de sous-détecteurs le long de l'axe du faisceau (voir figure 3.6). Un système

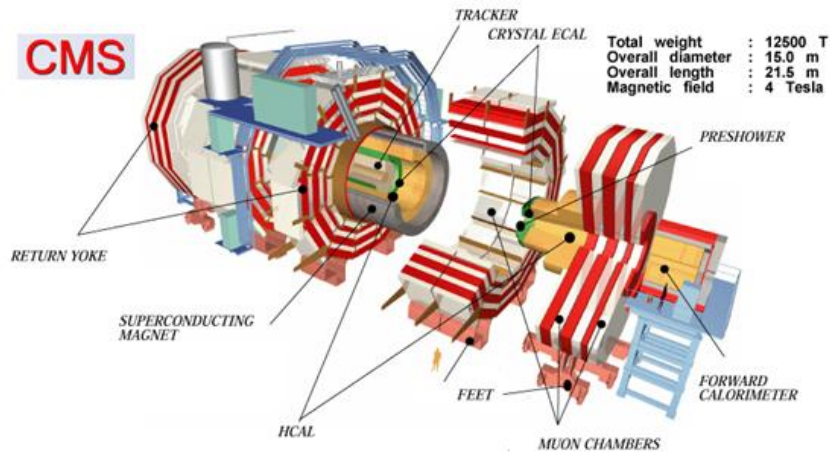


FIGURE 3.5 – Vue éclatée du détecteur CMS.

de trajectographie composé du VELO<sup>2</sup> (Vertex LOcator), ayant une large couverture en pseudo-rapacité ( $1.6 < \eta < 4.9$ ), et de trajectographes qui permettent d'identifier les vertex déplacés. Ce système est suivi de deux détecteurs à effet Cherenkov (RICH); de calorimètres électromagnétique et hadronique et enfin d'un système de détection de muons.

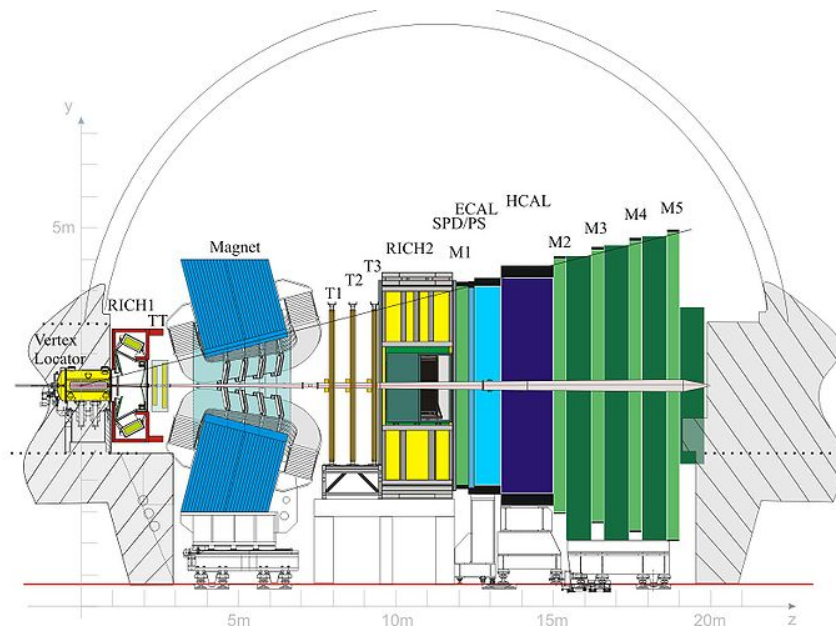


FIGURE 3.6 – Schéma détaillé du détecteur LHCb.

### 3.2 L'expérience ALICE : A Large Ion Collider Experiment

Bien que ATLAS, CMS et LHCb étudient également les collisions d'ions lourds délivrées par le LHC, l'expérience ALICE est la seule expérience conçue préférentiellement pour l'étude du QGP. Ceci requiert une excellente identification des particules jusqu'aux très basses impulsions transverses, la détection de jets d'impulsion transverse faible (quelques dizaines de GeV/c) composés de particules chargées et neutres, dans la partie centrale du détecteur, et la détection, à grande rapidité, de muons. D'autres détecteurs situés à grande rapidité complètent l'expérience.

2. De plus, un système SMOG initialement conçu pour injecter du gaz dans le VELO afin de mesurer la luminosité est maintenant utilisé pour des expériences de type "cible fixe".

Les expériences ATLAS, CMS, LHCb et ALICE offrent des mesures pour l'étude du QGP qui sont complémentaires : les expériences ATLAS et CMS vont permettre d'accéder plus facilement à des sondes dures et rares du QGP, comme des jets de haute impulsion, ou encore des sondes électrofaibles ( $\gamma/Z$ ). L'expérience LHCb permet d'obtenir des mesures de précision sur les sondes constituées de saveurs lourdes. Enfin, l'expérience ALICE permet quant à elle d'obtenir une très bonne identification des particules, nécessaire à la compréhension du QGP dans sa globalité.

#### 3.2.1 Détecteurs et spécificités

L'ensemble des détecteurs de l'expérience ALICE [142, 143], présenté en figure 3.7, peut se diviser en trois groupes : les détecteurs se trouvant à rapidité centrale, le spectromètre à muon, et les autres détecteurs se situant à grande rapidité. Les détecteurs centraux sont plongés dans un champ magnétique de 0,5 T produit par un aimant solénoïde<sup>3</sup>, et le spectromètre à muons est plongé dans un champ de 0,66 T généré par un aimant dipolaire. Le tableau 3.2 résume l'acceptance en azimut et pseudo rapidité de l'ensemble des sous détecteurs.

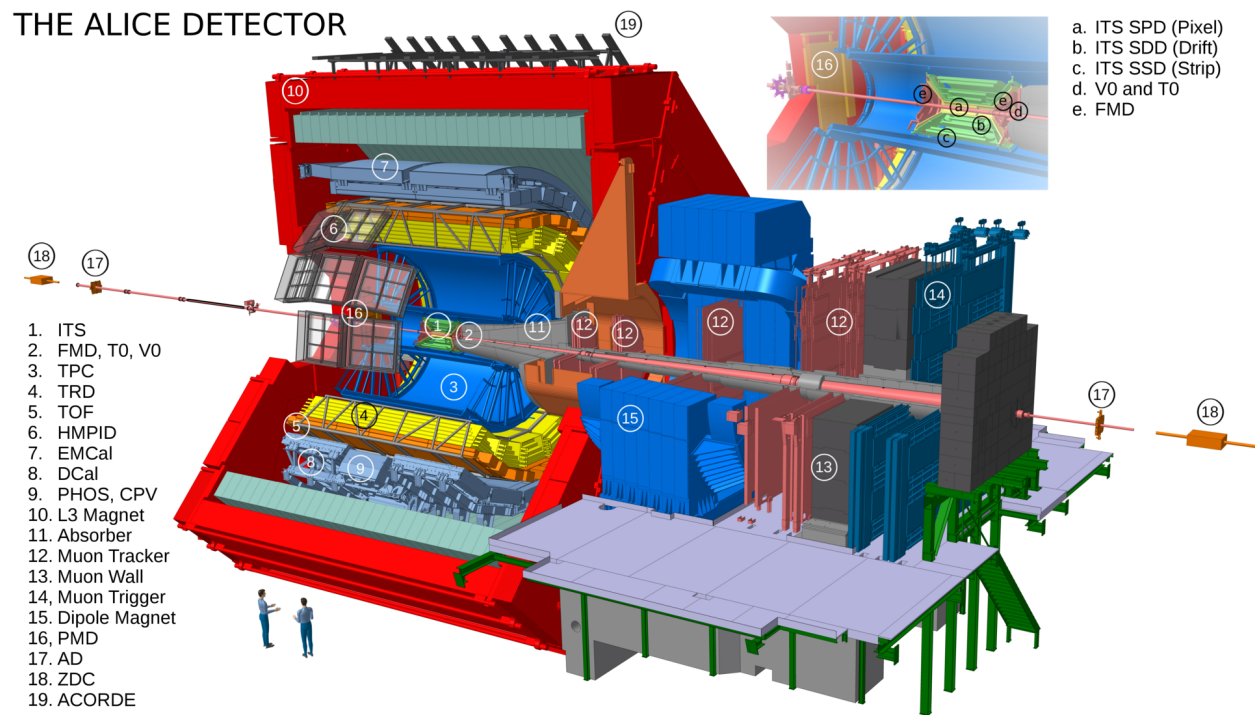


FIGURE 3.7 – Schéma détaillé du détecteur ALICE

#### Détecteurs à rapidité centrale :

Les détecteurs sont ici listés du plus proche du faisceau au plus éloigné.

- ITS (Inner Tracking System) [145] : il s'agit du trajectographe interne dont les capacités d'identification de particules sont présentées sur la figure 3.8a. Il se compose de trois sous-

3. Le champ magnétique courbe la trajectoire des particules et permet ainsi de calculer l'impulsion transverse des particules

Détecteur	Azimut	Pseudo-rapidité	Détecteur	Azimut	Pseudo-rapidité
SPD	$2\pi$	$ \eta  < 2,0$	FMD	$2\pi$	$3,6 < \eta < 5,0$
	$2\pi$	$ \eta  < 1,4$		$2\pi$	$1,7 < \eta < 3,7$
SDD	$2\pi$	$ \eta  < 0,9$		$2\pi$	$-3,4 < \eta < -1,7$
SSD	$2\pi$	$ \eta  < 1,0$	V0	$2\pi$	$2,8 < \eta < 5,1$
TPC	$2\pi$	$ \eta  < 0,9$		$2\pi$	$-3,7 < \eta < -1,7$
TRD	$2\pi$	$ \eta  < 0,8$	T0	$2\pi$	$4,6 < \eta < 4,9$
TOF	$2\pi$	$ \eta  < 0,9$		$2\pi$	$-3,3 < \eta < -3,0$
PHOS	$220^\circ < \varphi < 320^\circ$	$ \eta  < 0,12$	ZDC	$2\pi$	$ \eta  > 8,8$
EMCal	$80^\circ < \varphi < 187^\circ$	$ \eta  < 0,7$		$ \varphi  < 10^\circ$	$6,5 <  \eta  < 7,5$
HMPID	$1^\circ < \varphi < 59^\circ$	$ \eta  < 0,6$		$ 2\varphi  < 32^\circ$	$4,8 < \eta < 5,7$
ACORDE	$30^\circ < \varphi < 150^\circ$	$ \eta  < 1,3$	MCH	$2\pi$	$-4,0 < \eta < -2,5$
PMD	$2\pi$	$2,3 < \eta < 3,9$	MTR	$2\pi$	$-4,0 < \eta < -2,5$

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif de l'acceptance de chacun des sous détecteurs de l'expérience ALICE [144].

détecteurs : SPD, SDD et SSD qui sont utilisés pour la reconstruction des particules chargées utilisées dans l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron et seront détaillés en section 4.1.1.

- TPC (Time Projection Chamber) [146] : il s'agit d'une chambre à dérive cylindrique dont les caractéristiques seront également données en section 4.1.1.
- TRD (Transition Radiation Detector) [147] : il permet d'identifier les électrons d'après leur perte d'énergie linéique et leur radiation de transition.
- TOF (Time Of Flight) [148] : c'est un détecteur à chambre gazeuse permettant l'identification de particules pour des impulsions moyennes ( $< 2,5$  GeV/c pour les pions et kaons chargés et  $< 4$  GeV/c pour les protons, voir figure 3.8c) par mesure du temps de vol.
- PHOS (PHOton Spectrometer) [149] : il s'agit d'un calorimètre électromagnétique composé de cristaux de PbWO<sub>4</sub>. Doté d'une granularité très fine ( $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,004 \times 0,004$ ), il permet l'identification de photons jusqu'à haut  $p_T$ .
- EMCal/DCal (ElectroMagnetic Calorimeter/Di-jet Calorimeter) [150, 151] : il s'agit de calorimètres électromagnétiques composés de plomb et plastique scintillant qui permettent l'identification de particules neutres jusqu'à haut  $p_T$ . Une description détaillée de ces détecteurs sera donnée dans la section 4.3 puisque ces deux détecteurs jouent un rôle central dans la reconstruction des photons nécessaire à la réalisation de l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron.
- HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) [152] : il est composé de modules RICH permettant l'identification de particules de haut  $p_T$  à partir du rayonnement Cherenkov produit par le passage des particules chargées (figure 3.8d).
- ACORDE [153] : il s'agit d'un détecteur à rayons cosmiques de très haute énergie, composé d'une série de compteurs en plastique scintillant.

### Spectromètre à muons :

Le spectromètre [154] se situe à grande pseudo-rapidité à l'avant ( $-4 < \eta < -2,5$ ) et possède une couverture azimutale de  $2\pi$ . Il se compose successivement d'un absorbeur à hadrons et photons, d'un trajectographe de haute granularité (noté MCH, constitué de chambre à gaz avec cathodes de lecture aux extrémités), d'un aimant dipolaire et de chambres de déclenchement (notées MTR) afin de rejeter les muons provenant de la décroissance de pions ou de kaons.

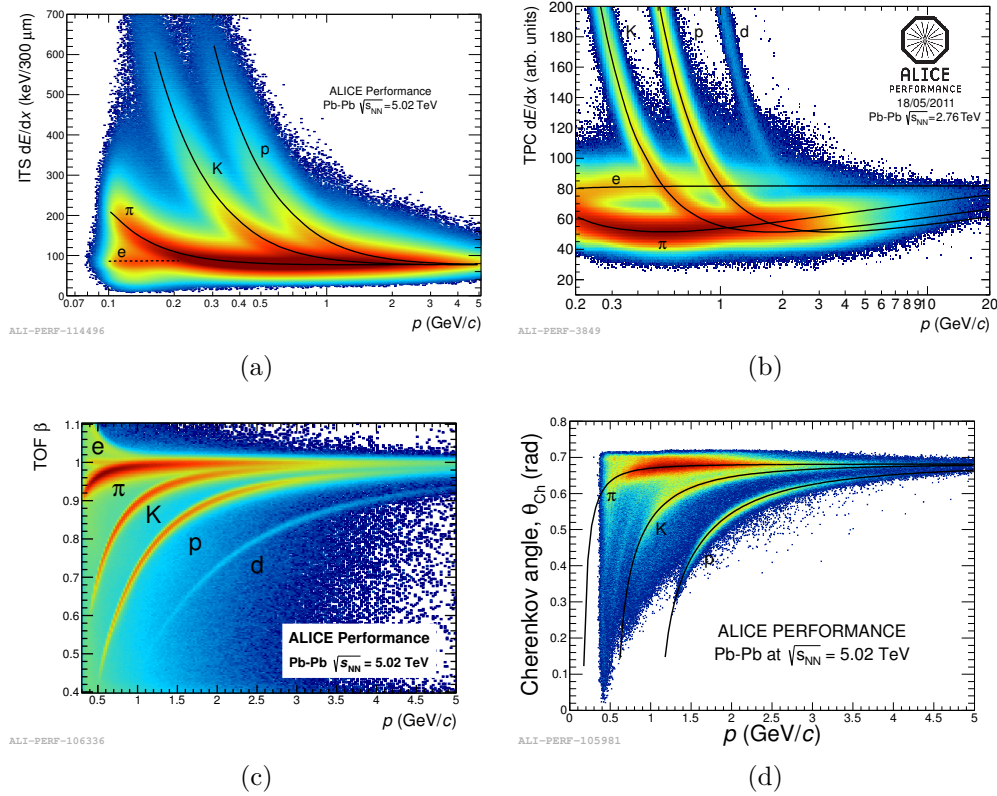


FIGURE 3.8 – Performances des détecteurs ITS (a), TPC (b), TOF (c) et HMPID (d) pour l'identification de particules en collisions Plomb-Plomb.

### Détecteurs à grande rapidité :

- PMD (Photon Multiplicity Detector) [155] : il est constitué de chambres à gaz en nids d'abeille, et permet la mesure de la multiplicité et des distributions spatiales des photons à grande rapidité.
- FMD (Forward Multiplicity Detector) [156] : il s'agit d'un détecteur silicium utilisé pour déterminer la multiplicité en particules chargées à grande rapidité.
- V0 [156] : il se compose de compteurs scintillateurs (V0A et V0B) ayant différentes fonctions. Le V0 permet de discriminer les collisions "faisceau-faisceau" et "faisceau-gaz" (c'est le déclenchement de biais minimum) et, dans un second temps, d'estimer la centralité d'un événement grâce à la multiplicité en particules chargées.
- T0 [156] : il se compose de 24 compteurs Cherenkov. Ce détecteur définit le temps de départ pour le chronométrage réalisé par le TOF et permet de mesurer la position du vertex d'interaction par différence de temps. Il s'agit du système de déclenchement le plus rapide de l'expérience ALICE.
- ZDC (Zero Degree Calorimeter) [157] : le ZDC se compose de calorimètres électromagnétique et hadronique placés très proche de l'axe du faisceau. Ce détecteur permet d'estimer le nombre de nucléons ayant participé à la collision ( $N_{\text{part}} = A - N_{\text{spect}}$ ) en récoltant l'énergie des nucléons spectateurs,  $E_{\text{ZDC}} = \sqrt{s_{\text{NN}}} \times N_{\text{spect}}$ , et donc d'estimer la centralité de la collision. Il permet également d'obtenir une estimation de la position du plan de réaction.

### 3.2.2 Systèmes de déclenchement et acquisition des données

Le système central de déclenchement *CTP* (*Central Trigger Processor*) de l'expérience ALICE a pour but de maximiser l'utilisation des sous-détecteurs et de privilégier certains types d'événements



afin d'améliorer la statistique des observables jugées intéressantes en utilisant les informations provenant de différents détecteurs, mais également du LHC. Afin de tenir compte des temps morts (ou de lecture) de chacun des détecteurs, le *CTP* est basé sur un système de déclenchement *hardware* à quatre niveaux :

- Biais minimum : il permet de rejeter les événements provenant d'une interaction faisceau-gaz ;
- L0 : il s'agit du niveau de déclenchement le plus rapide avec un temps de latence de  $1,2 \mu\text{s}$  entre l'instant de collision et la réception du signal par le *CTP* ;
- L1 : son temps de latence de  $6,5 \mu\text{s}$  plus long que celui du L0 permet de traiter les informations reçues de manière plus élaborée et de discriminer plus finement les événements ;
- L2 : ce niveau de déclenchement applique des protections contre le *pile-up* avant et après l'événement considéré (appelé *past-future protection*) afin de tenir compte du temps de dérive approchant les  $100 \mu\text{s}$  de la TPC.

Différents détecteurs sont utilisés pour le déclenchement : SPD, TRD, TOF, PHOS, EMCal/DCal, ACORDE, V0, T0, ZDC. Dans le travail de cette thèse, les données issues des systèmes de déclenchement L0 et L1 de EMCal seront utilisées.

Les événements sélectionnés vont ensuite être transférés au système d'acquisition des données *DAQ* (*Data Acquisition system*) avec une bande passante limitée à  $1,25 \text{ Go/s}$ . Enfin, la quantité de données à stocker est réduite par un système de déclenchement de plus haut niveau (*High Level Trigger*).

### 3.2.3 Reconstruction des données avec AliRoot

L'environnement de travail de l'expérience ALICE s'articule autour du logiciel AliRoot [158] construit sur les bases de ROOT, développé au CERN. AliRoot a été développé dans le but de :

- gérer l'interface pour générer des événements en collisions hadroniques et simuler la réponse du détecteur (voir section 3.2.4).
- reconstruire les données enregistrées par la *DAQ*.
- analyser les données reconstruites.

L'enregistrement des données se fait sous un format dit brut (*raw data*), où toutes les informations primaires de chaque événement détecté sont présentes. Les données brutes sont reconstruites avec AliRoot, afin d'obtenir les objets nécessaires aux analyses de physique comme les traces des particules chargées, les vertex d'interaction, entre autres, ainsi que leurs caractéristiques. Ces informations seront stockées sous un nouveau format : les *ESD* (*Event Summary Data*). Les *ESD* peuvent être filtrés pour ne conserver que les informations utiles à certaines analyses, afin de réduire la taille des fichiers de données, on parle alors de format *AOD* (*Analysis Oriented Data*).

### 3.2.4 Simulation Monte-Carlo

La simulation est nécessaire pour pouvoir, entre autres, obtenir des résultats issus de l'analyse de données qui ne dépendent plus des effets dus aux détecteurs, comme l'inefficacité. La simulation s'effectue en deux étapes :

- la génération de particules : les processus ayant lieu lors d'une collision sont reproduits par des générateurs Monte-Carlo (par exemple PYTHIA [159, 160] pour les collisions proton-proton, et HIJING [161] ou EPOS [162] pour les collisions Plomb-Plomb), afin de produire les particules de l'état final de la collision.
- le transport à travers le détecteur : le transport des particules est simulé par des programmes comme GEANT [163, 164] ou FLUKA [165], où la géométrie du détecteur ALICE est reproduite le plus précisément possible afin d'imiter le comportement des particules générées traversant le détecteur.

Une fois ces deux étapes réalisées, le format de la simulation est identique aux données brutes, ce qui permet d'utiliser par la suite la même chaîne de reconstruction, comme le montre la figure 3.9. Tout comme les données réelles, la simulation est donc reconstruite sous forme d'ESD et/ou d'AOD.

Afin de tenir compte des systèmes de collisions et de l'évolution de l'état du détecteur, la simulation est "ancrée" sur différents *runs* de prise de données estimés de bonne qualité, les *anchored runs*. Plusieurs *runs* caractéristiques de l'état du détecteur sont sélectionnés afin de servir de référence pour réaliser la simulation, ce qui permet d'obtenir une meilleure représentativité des données par la simulation.

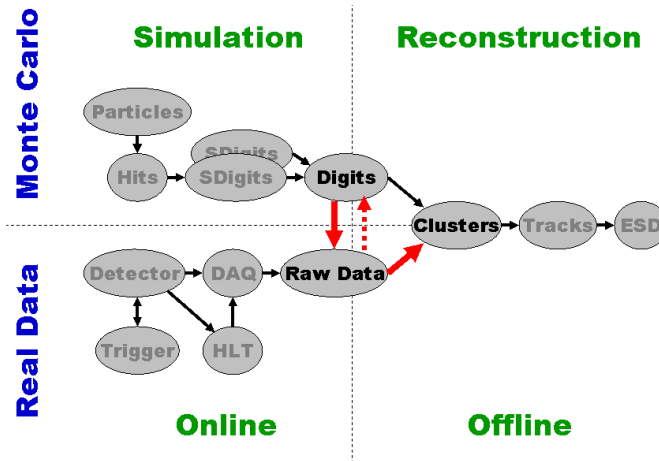


FIGURE 3.9 – Schéma du chemin de reconstruction des données réelles et simulées.

### 3.2.5 Analyse des données via WLCG

L'expérience ALICE collecte plus de 1Pbyte de données par an, ce qui nécessite des ressources gigantesques pour le stockage et l'analyse des données, et donc l'utilisation d'une grille de calcul : la *Worldwide LHC Computing Grid (WLCG)* proposée par le CERN, dont l'accès pour l'expérience ALICE est rendu possible grâce à l'interface AliEn. La *WLCG* est hiérarchisée en trois couches principales : le Tier 0 où sont stockées toutes les données brutes collectées par les expériences du LHC, les Tier 1 où les données brutes transmises par le Tier 0 sont reconstruites sous format ESD ou AOD et les Tier 2 utilisés pour la simulation Monte-Carlo et les analyses de physique.



Deuxième partie

Détection de particules et calibration  
des calorimètres



# 4 | Trajectographie, calorimétrie et reconstruction des particules

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Trajectographie et détection de particules chargées . . . . .</b>	<b>69</b>
4.1.1	Les trajectographes . . . . .	70
4.1.2	Reconstruction de la trajectoire des particules chargées . . . . .	71
<b>4.2</b>	<b>Calorimétrie . . . . .</b>	<b>73</b>
<b>4.3</b>	<b>Calorimètres électromagnétiques EMCal et DCal . . . . .</b>	<b>74</b>
4.3.1	De la tour au super-module . . . . .	75
4.3.2	Système LED . . . . .	77
4.3.3	Électronique de lecture . . . . .	78
<b>4.4</b>	<b>Reconstruction de particules neutres . . . . .</b>	<b>79</b>
4.4.1	Extraction des signaux des APD . . . . .	79
4.4.2	Calibration en temps . . . . .	79
4.4.3	Clusterisation et paramétrisation de la forme des clusters . . . . .	80
4.4.4	Mesure de l'énergie . . . . .	83

---

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à la détection de particules chargées et neutres pour les analyses présentées dans les chapitres 6 et 7. De plus, du fait d'un important travail réalisé sur la calibration en énergie du calorimètre, présenté au chapitre 5, un intérêt particulier sera porté sur la reconstruction de particules neutres.

Dans un premier temps, la reconstruction des particules chargées sera présentée. Puis, nous rappellerons les principes de la calorimétrie et détaillerons les caractéristiques du calorimètre électromagnétique d'ALICE. Enfin, nous expliquerons comment l'énergie physique déposée par une particule neutre est traduite en valeur numérique manipulable.

## 4.1 Trajectographie et détection de particules chargées

La détection des particules chargées est rendue possible grâce à l'utilisation, combinée ou non, des deux trajectographes de l'expérience ALICE : l'ITS et la TPC. La conception de ces deux détecteurs a été fortement contrainte par les caractéristiques des collisions d'ions lourds : grande multiplicité dans l'état final, une large gamme en énergie des particules à couvrir ( $10 \text{ MeV} < E < 100 \text{ GeV}$ ) et la nécessité de capacités étendues d'identification des particules.

### 4.1.1 Les trajectographes

#### Trajectographe interne (ITS)

L'ITS [145] a pour but de reconstruire les particules de bas  $p_T$  (typiquement  $p_T < 150$  MeV/ $c$ , du fait de sa proximité avec le point d'interaction et de la courbure de la trajectoire des particules due au champ magnétique), mais également les vertex primaires et secondaires (nécessaires à l'identification des saveurs lourdes). Il permet aussi d'améliorer la résolution en  $p_T$  des particules de plus haute impulsion transverse lorsqu'il est utilisé conjointement à la TPC. Pour ce faire, l'ITS se base sur trois technologies différentes (voir figure 4.1) : deux couches de détecteurs à pixels en Silicium (SPD), deux couches de détecteurs à dérive (SDD) et enfin deux couches de détecteurs à micro pistes (SSD).

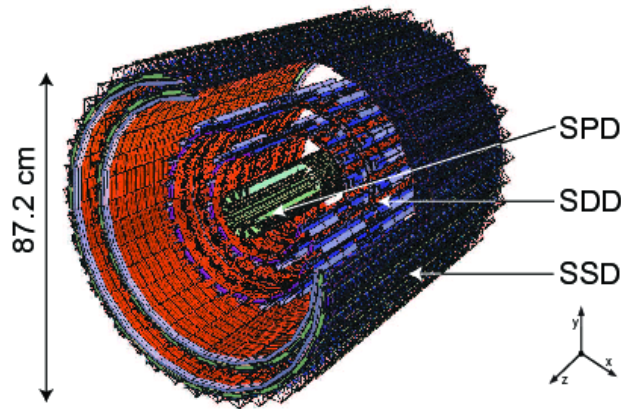


FIGURE 4.1 – Vue schématique de l'ITS.

Le SPD forme les deux couches les plus internes de l'ITS, qui se situent à des distances radiales de 3,9 et 7,6 cm, et couvrent  $|\eta| < 2$  et  $|\eta| < 1,4$ , respectivement. Du fait de sa proximité avec l'axe du faisceau, la granularité du SPD est élevée (9,8 millions de pixels ayant chacun une taille de  $50 \times 425 \mu\text{m}^2$  et d'une épaisseur de  $200 \mu\text{m}$ ), pour tenir compte de la densité de traces plus importante dans cette zone de détection. Cette granularité permet d'obtenir une excellente résolution en position :  $12 \mu\text{m}$  dans la direction  $(r, \varphi)$  et  $100 \mu\text{m}$  dans la direction  $z$ .

Les deux couches suivantes forment le SDD qui est constitué de détecteurs à dérive au silicium. Ces deux couches sont placées à une distance  $r$  de 15 et 23,9 cm avec une couverture de  $|\eta| < 0,9$  en pseudo-rapacité. Elles sont composées au total de 133 000 anodes de collection séparées de  $294 \mu\text{m}$  et d'une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$ . La résolution en position en  $(r, \varphi)$  est de  $35 \mu\text{m}$  et de  $25 \mu\text{m}$  en  $z$ . Étant donné que la dérive est dépendante de la température, celle-ci est stabilisée par un système de refroidissement.

Enfin, les deux couches externes forment le SSD. Elles se composent de détecteurs Silicium à micro-pistes et se situent à une distance  $r$  de 38 et 43 cm, respectivement, et couvrent également un intervalle en pseudo-rapacité de  $|\eta| < 0,9$ . Au total, les deux couches comportent 1698 capteurs à double-face dont les 2,6 millions de pistes sont espacées de  $95 \mu\text{m}$ . La résolution en position alors accessible est de  $20 \mu\text{m}$  dans la direction  $(r, \varphi)$  et de  $800 \mu\text{m}$  en  $z$ .

#### Chambre à projection temporelle (TPC)

La TPC [146] est le détecteur central de l'expérience ALICE et permet la reconstruction des particules chargées ayant un  $p_T$  supérieur à  $150$  MeV/ $c$ , ainsi que l'identification de particules en utilisant la perte d'énergie linéique  $dE/dx$ .

La TPC est un détecteur à dérive, ayant une acceptation de  $2\pi$  en azimuth et de  $|\eta| < 0,9$  en pseudo-rapacité, dont le volume de détection est de forme cylindrique avec un rayon interne

de 85 cm et un rayon externe de 247 cm et une longueur en  $z$  de 500 cm (voir figure 4.2a). Ce volume est rempli de 90 m<sup>3</sup> d'un mélange de gaz Ne/CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> (85,7%/9,5%/4,8%) et est séparé en deux régions, en  $z$ , par une électrode à laquelle un potentiel de 100 kV est appliqué. Celle-ci fait dériver les électrons créés par ionisation du gaz de la TPC lors du passage d'une particule vers les extrémités de la TPC.

Chaque extrémité est divisée en 18 secteurs trapézoïdaux (pour prendre en compte le changement de densité de charge avec  $r$ ), composés chacun de deux chambres proportionnelles à multi-fils (figure 4.2b) segmentées en 158 unités de lecture, appelées pads, dont la taille dépend de la position de la chambre :  $4 \times 7,5 \text{ mm}^2$  pour les chambres internes (proches de l'axe du faisceau) et  $6 \times 10 \text{ mm}^2$  puis  $6 \times 15 \text{ mm}^2$  pour les chambres externes. Au total, la TPC se compose de 72 chambres et 557 568 pads.

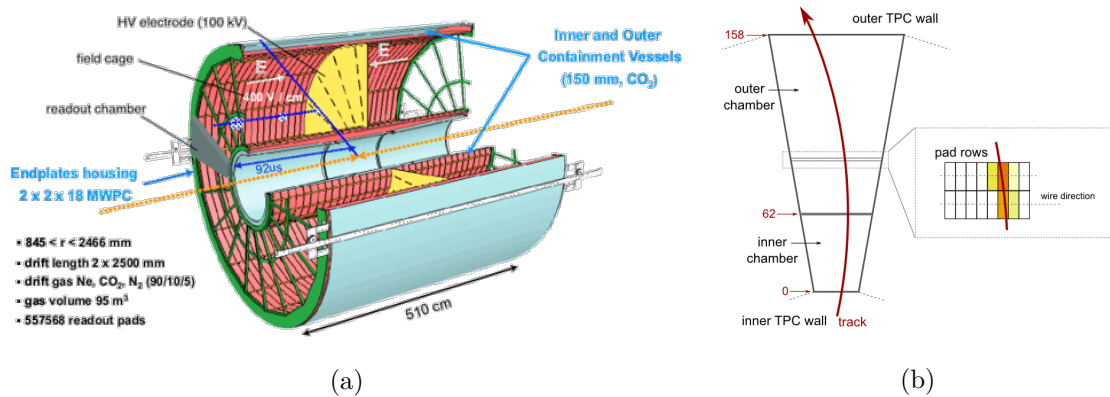


FIGURE 4.2 – (a) Vue schématique de la TPC. (b) Vue schématique d'un secteur de la TPC.

La dérive des électrons d'ionisation imposée par le champ généré par l'électrode jusqu'aux chambres, permet d'obtenir la position des différents points d'impact, appelés *hits*, dans le plan transverse, et le temps de dérive permet d'obtenir la position en  $z$  avec une résolution spatiale dans le plan  $(r, \varphi)$  variant de 1100 à 800 μm, de l'intérieur vers l'extérieur de la TPC et une résolution en  $z$  variant de 1100 à 1250 μm.

#### 4.1.2 Reconstruction de la trajectoire des particules chargées

La reconstruction des trajectoires des particules chargées, dont la procédure est résumée sur la figure 4.3, se fait en deux étapes : une estimation de la position du vertex primaire (en rouge), et la détermination de la trajectoire des particules chargées (en bleu).

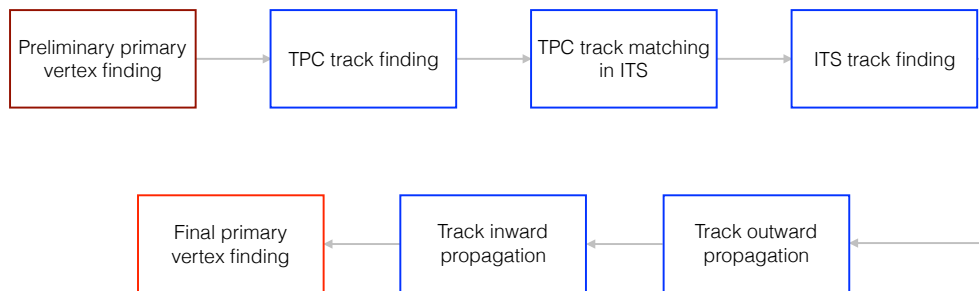


FIGURE 4.3 – Procédure de reconstruction des trajectoires des particules chargées.



### Vertex primaire

Afin d'estimer la position préliminaire du vertex primaire, chaque hit de la première couche du SPD est combiné avec chaque hit de la seconde couche, et une trajectoire rectiligne appelée *tracklet* est extrapolée de chaque paire. La position du vertex primaire est alors définie comme la position la plus probable en minimisant la somme des carrés des distances entre la position du vertex et l'extrapolation des tracklets sur l'axe du faisceau [143].

Dans le cas où la minimisation ne converge pas, la position dans le plan transverse du vertex primaire est prise comme étant la position des faisceaux et la position en  $z$  est obtenue à partir des positions en  $z$  de chaque point d'impact dans le SPD.

### Reconstruction des traces

Afin de tenir compte de la présence de matière, la reconstruction des traces est réalisée de manière itérative, en se basant sur les techniques des filtres de Kalman [166], dont le but est de déterminer les paramètres optimaux des traces (le  $p_T$  par exemple), à partir des informations disponibles dans la TPC et l'ITS.

La reconstruction des traces commence par la couche externe de la TPC, où une première estimation de la trajectoire est réalisée avec deux points d'impact et une contrainte au vertex primaire, puis avec trois points d'impact sans contrainte au vertex primaire. La trace ainsi obtenue est propagée vers les couches plus internes, et la trajectoire est petit à petit modifiée en prenant en compte l'information provenant des hits sur chaque rangée de pads et sur chaque couche de l'ITS, si elle existe.

Les traces sont alors propagées du vertex primaire vers l'extérieur du détecteur, ce qui permet d'obtenir la précision nécessaire pour pouvoir propager les traces dans les détecteurs situés après la TPC (TRD, TOF, EMCal...).

Les traces obtenues après les deux propagations sont à nouveau propagées vers l'intérieur du détecteur afin d'obtenir l'estimation finale de la position du vertex primaire, et la trajectoire finale de chaque particule.

### Performances de la reconstruction

L'efficacité de reconstruction des traces dans l'acceptance de la TPC sature vers 90% (valeur due aux zones mortes entre secteurs) pour des  $p_T$  supérieures à 1 GeV/c, mais chute drastiquement en dessous de cette valeur. L'efficacité dépend fortement des conditions expérimentales, et en fonction des données analysées, cette efficacité peut évoluer.

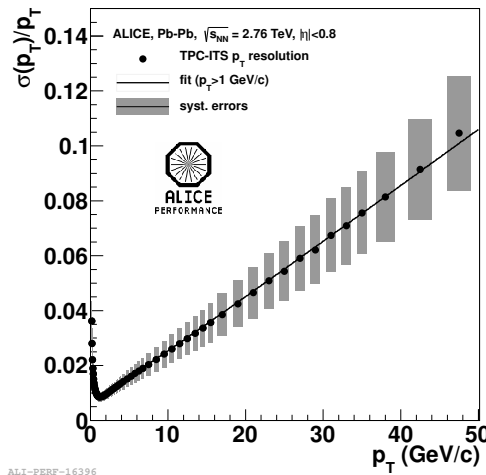


FIGURE 4.4 – Résolution en  $p_T$  en fonction de  $p_T$  pour les traces reconstruites avec l'ITS et la TPC, en collisions Plomb-Plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV.

La résolution en  $p_T$  des traces reconstruites avec les informations de la TPC et de l'ITS combinées est présentée en figure 4.4. La meilleure résolution accessible est d'environ 1% pour des  $p_T$  proches de 1 GeV/c, et reste inférieure à 4% entre 0 et 20 GeV/c, domaine d'intérêt pour l'expérience ALICE.

## 4.2 Calorimétrie

Un calorimètre a pour but de mesurer l'énergie des particules présentes dans l'état final. Il peut s'agir de hadrons chargés ou neutres pour un calorimètre hadronique, et d'électrons ou photons pour un calorimètre électromagnétique (cas qui retiendra notre attention par la suite).

Les photons peuvent interagir dans la matière via trois processus : l'effet photoélectrique (photon incident arrachant un électron du matériau traversé), l'effet Compton (diffusion inélastique d'un photon sur un électron du milieu traversé) et enfin la création de paires  $e^+e^-$ . Le type d'interaction prépondérant dépend de l'énergie du photon incident (voir figure 4.5a) ainsi que de la densité électronique du milieu traversé, qui est proportionnelle à  $Z$ .

Pour les énergies étudiées au LHC, bien supérieures au MeV, la figure 4.5b montre que c'est le processus de création de paires qui domine pour un photon incident traversant du Plomb. Les électrons et positrons ainsi créés vont préférentiellement émettre un rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung) induit par la présence des noyaux du milieu (voir figure 4.5b), qui consiste en l'émission d'un photon secondaire, celui-ci pouvant à son tour créer une paire  $e^+e^-$  par interaction avec le milieu et ainsi de suite. La succession d'interactions entre les photons ou les électrons

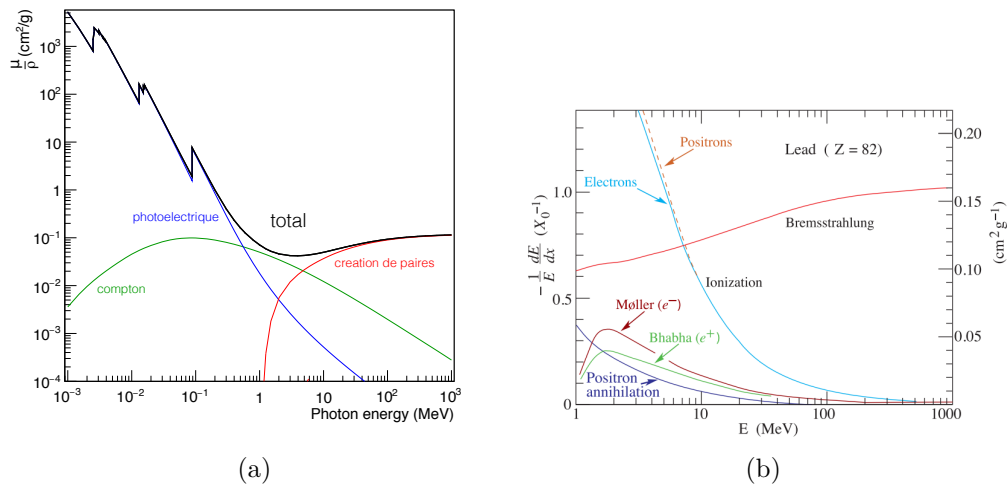


FIGURE 4.5 – (a) Sections efficaces des processus d'interaction des photons avec le Plomb en fonction de l'énergie des photons [167]. (b) Perte d'énergie linéique des électrons dans le Plomb en fonction de l'énergie des électrons. [168]

avec la matière vont donc mener à la création d'une gerbe de particules que l'on appelle gerbe électromagnétique (figure 4.6).

Le développement de la gerbe électromagnétique se caractérise par deux paramètres : la longueur de radiation  $X_0$  du matériau traversé pour le profil longitudinal, et le rayon de Molière  $R_M$  pour le profil latéral.

La longueur de radiation  $X_0$  représente la longueur de matière traversée en moyenne par un électron lorsque celui-ci conserve  $1/e$  de son énergie initiale, et correspond à  $7/9$  du libre parcours moyen d'un photon [169]. La longueur de radiation peut s'obtenir empiriquement par [170] :

$$X_0 \simeq \frac{716,4 \times A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \text{ (g.cm}^{-2}\text{)} \quad (4.1)$$

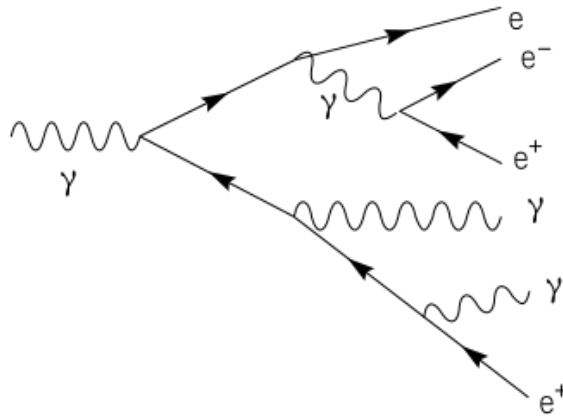


FIGURE 4.6 – Schéma du développement d'une gerbe électromagnétique.

où  $Z$  est le numéro atomique du milieu et  $A$  son nombre de masse. Ainsi les matériaux lourds (avec un  $Z$  élevé) seront privilégiés pour la construction de calorimètres dans le domaine de la physique des hautes énergies, afin de pouvoir stopper des particules d'une énergie comprise entre quelques centaines MeV et plusieurs TeV avec une épaisseur de matériau raisonnable.

Le rayon de Molière  $R_M$  représente le rayon du cylindre dans lequel on trouve, en moyenne, 90% de l'énergie déposée par la gerbe électromagnétique. Ce rayon dépend lui aussi du matériau traversé par la particule, ainsi que de la longueur de radiation [171, 172] :

$$R_M \simeq 0,0265 X_0 (Z + 1,2) \text{ (cm)} \quad (4.2)$$

Un matériau dont le rayon de Molière est faible sera utile pour la construction d'un calorimètre afin de réduire le risque de superposition de gerbes provenant de différentes particules et la granularité des détecteurs devra être adaptée selon le rayon de Molière du matériau choisi.

### 4.3 Calorimètres électromagnétiques EMCal et DCal

Il existe deux types de calorimètres : homogène et à échantillonnage. L'avantage principal des calorimètres homogènes est leur excellente résolution en énergie, due au fait que toute l'énergie de la particule incidente est déposée dans le milieu actif du calorimètre. Cependant, ce type de calorimètres est souvent peu segmenté longitudinalement, ce qui mène à une perte d'information sur la dimension longitudinale du développement de la gerbe. Les calorimètres à échantillonnage ont en général une résolution en énergie moins bonne que les calorimètres homogènes, puisqu'une partie de l'énergie est perdue dans le matériau passif, mais peuvent être plus facilement segmentés longitudinalement, menant ainsi à une meilleure résolution spatiale. Ils sont aussi généralement moins coûteux.

La conception initiale de l'expérience ALICE (1995) [173] comptait un unique calorimètre électromagnétique conçu pour la mesure de photons de basse énergie : PHOS. Mais la mise en évidence du *jet quenching*, par les expériences PHENIX [96] et STAR [174] au RHIC (voir figure 2.18b), au début des années 2000, a suscité un intérêt pour la mesure de photons et de jets de haute impulsion transverse, et il est apparu nécessaire pour l'expérience ALICE d'insérer un calorimètre électromagnétique conçu pour la mesure de telles sondes afin d'enrichir son programme de physique.

Du fait de leur insertion tardive dans le dispositif expérimental d'ALICE, les contraintes d'espace dans la caverne et de budget ont dû être prises en considération pour la conception des calorimètres. Ainsi l'acceptance azimutale des calorimètres est restreinte et DCal est inséré de façon à entourer le détecteur PHOS. De plus, la technologie de calorimétrie utilisée, de type "Shashlik" (c'est-à-dire

à échantillonnage), détaillé par la suite, a été choisie parmi des technologies de coût raisonnable déjà éprouvées (expérience PHENIX à RHIC).

### 4.3.1 De la tour au super-module

Les calorimètres EMCal et DCal [150, 151], qui sont représentés sur la figure 4.7, possèdent respectivement une acceptance totale de  $107^\circ$  et  $67^\circ$  en azimuth et 1,4 en  $\eta$ , et se composent de 12288 et 5376 unités de lecture élémentaires, appelées tours, d'une dimension de  $\Delta\eta \times \Delta\varphi \simeq 0,0143 \times 0,0143 \text{ rad}^2$ , ou  $6 \times 6 \text{ cm}^2$ , pointant toutes vers le point d'interaction de l'expérience.

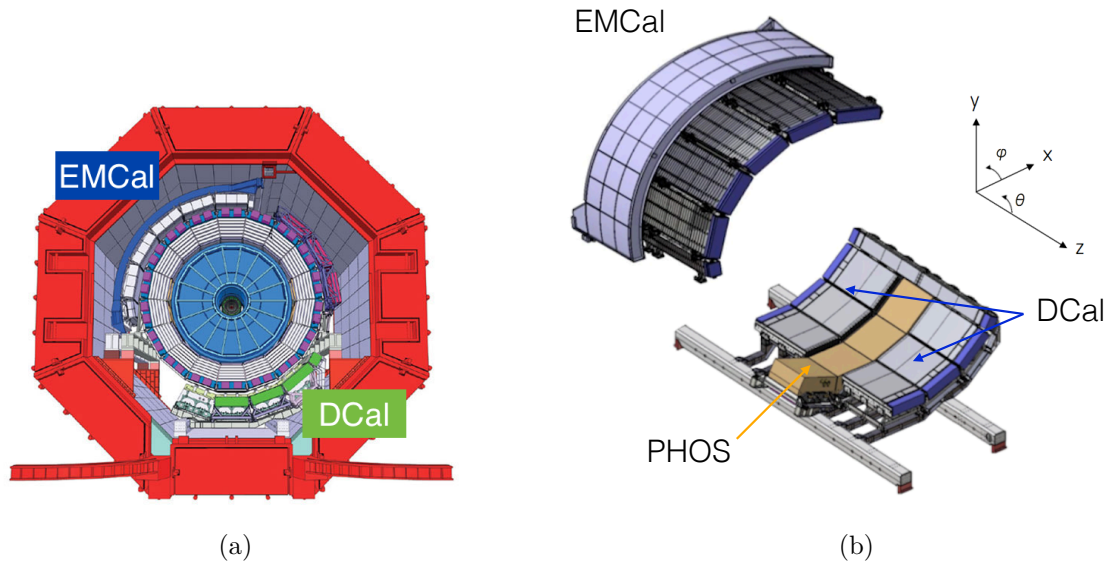


FIGURE 4.7 – Vues de EMCal et DCal : (a) Vue en coupe de l'expérience ALICE avec EMCal en bleu et DCal en vert. (b) Vue de EMCal et de DCal entourant PHOS en orange.

Chaque tour est constituée d'une superposition de 76 couches de Plomb de 1,44 mm d'épaisseur et de 77 couches de plastique scintillant de 1,76 mm d'épaisseur, traversées par 36 fibres optiques chargées de collecter la lumière de scintillation générée par le passage d'une particule, et de la transmettre à la photodiode à avalanche ou APD (voir figure 4.8) qui la convertira en signal électrique. Chaque couche de plastique scintillant est recouverte d'une feuille de papier permettant de réfléchir la lumière, et un traitement spécial est appliqué aux bords des couches de scintillateurs afin d'isoler optiquement les tours adjacentes à plus de 99%. Le tout est fermé par une couche d'acier de  $150 \mu\text{m}$  avec une pression interne de  $1,1 \text{ kg/cm}^2$ .

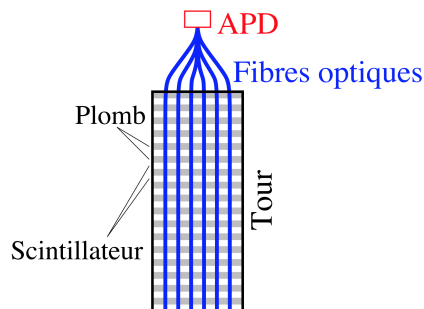


FIGURE 4.8 – Schéma représentant une tour de EMCal et DCal.

EMCal et DCal ont différents niveaux de segmentation, résumés en figure 4.9 : les tours, qui sont groupées par quatre ( $2 \times 2$ ) pour constituer un module, lesquels sont assemblés linéairement par

12 dans la direction  $\varphi$  en bandes appelées *strip-module*. Le regroupement de ces dernières forme le plus grand niveau de segmentation des calorimètres appelé *supermodule*. La position d'une tour au sein d'un supermodule est définie par son numéro de ligne (direction en  $\varphi$ ) et de colonne (direction en  $\eta$ ).

On distingue trois types de supermodules : deux types de supermodules complets constitués de 24 stripmodules pour EMCal et de 16 stripmodules pour DCal (afin de laisser la place aux supermodules de PHOS), et les tiers de supermodule pour EMCal et DCal, constitués d'un assemblage de 24 tiers de stripmodules, ne comptant donc que 4 modules au lieu de 12.

En résumé, EMCal est formé de  $10 + 2 \times 1/3$  supermodules et DCal de  $6 + 2 \times 1/3$ .

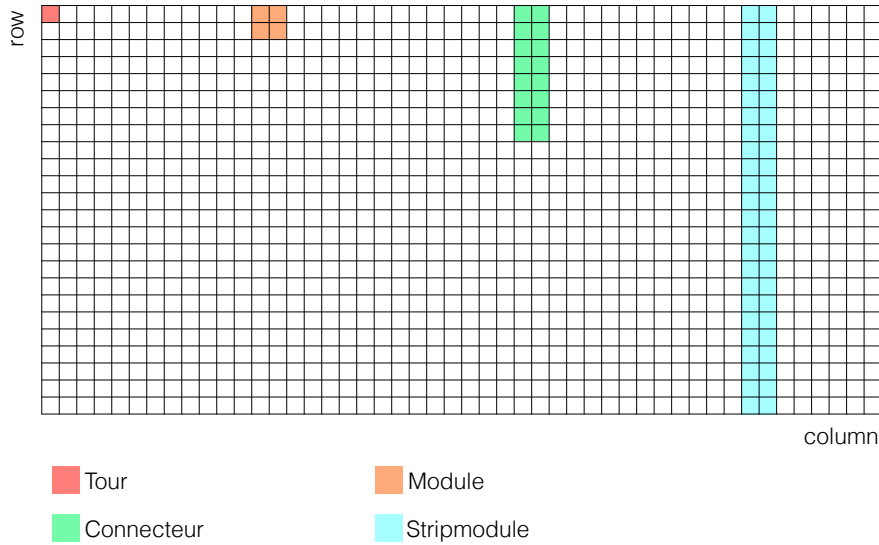


FIGURE 4.9 – Schématisation d'un supermodule de EMCal avec les différents niveaux de segmentation : tour (en rouge), module (en orange), connecteur (défini dans le chapitre suivant, en vert) et stripmodule (en bleu).

Quantité	Valeurs
Taille d'une tour	$z \times \varphi \times r = 6 \times 6 \times 24,6 \text{ cm}^3$
Acceptance d'une tour	$\Delta\eta\Delta\varphi \simeq 0,0143 \times 0,0143 \text{ rad}^2$
Rapport d'échantillonnage	1,44 mm Pb/ 1,77 mm scintillateur
Nombre de couches de Plomb (de plastique scintillant)	76 (77)
Longueur de radiation $X_0$	12,3 mm
Rayon de Molière $R_M$	3,2 cm
Nombre de tours	EMCal : 12288 DCal : 5376
Nombre de supermodules	EMCal : $10 + 2 \times 1/3$ DCal : $6 + 2 \times 1/3$
Acceptance totale	EMCal : $\Delta\varphi = 107^\circ, -0,7 < \eta < 0,7$ DCal : $\Delta\varphi = 67^\circ, -0,7 < \eta < -0,12 \cup 0,12 < \eta < 0,7$

TABLE 4.1 – Résumé des caractéristiques physiques de EMCal et DCal

L'épaisseur de EMCal et DCal représente 20,1 longueurs de radiation, ce qui est suffisant pour contenir entièrement les gerbes électromagnétiques formées par des photons et des électrons

d'énergie allant jusqu'à 100 GeV, et permet donc de répondre au programme de physique de l'expérience.

Les caractéristiques physiques des calorimètres de l'expérience ALICE sont résumées dans le tableau 4.1.

#### Comparaison avec d'autres calorimètres électromagnétiques

Il a déjà été mentionné que la technologie utilisée pour EMCal et DCal est la même que pour le calorimètre de l'expérience PHENIX et la même technologie a été choisie pour LHCb.

L'expérience ATLAS a également fait le choix d'un calorimètre électromagnétique à échantillonnage [175] composé de Plomb et d'Argon liquide, dont la technologie innovante en accordéon a été conçue afin de supprimer les zones mortes dues à l'électronique de lecture et permet également d'avoir une information sur la profondeur de la gerbe. Le calorimètre est conçu pour la détection de particules électrofaibles dans une gamme en énergie de la dizaine de GeV à plusieurs TeV, plus grande que celle de ALICE, et une mesure précise de l'énergie transverse manquante a une acceptance de  $2\pi$  en azimuth et de  $|\eta| < 3,2$  en pseudo-rapacité et une granularité<sup>1</sup> de  $0,025 \times 0,025 \text{ rad}^2$ . L'expérience ATLAS possède également un système de pré-échantillonnage, en amont du calorimètre, permettant de discriminer photons et  $\pi^0 (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ , système qui n'existe pas dans l'expérience ALICE.

Malgré un programme de physique et des exigences en terme de performances similaires, le choix de l'expérience CMS s'est porté sur un calorimètre électromagnétique homogène composé de cristaux de tungstate de Plomb  $\text{PbWO}_4$  [176] également précédé d'un système de pré-échantillonnage, permettant ainsi d'obtenir une très bonne résolution en énergie. Le calorimètre couvre une acceptance de  $2\pi$  en azimuth et de  $|\eta| < 3$  en pseudo-rapacité et a une granularité fine de  $2,2 \times 2,2 \text{ cm}^2$  à rapidité centrale, qui permet d'obtenir une bonne résolution spatiale.

L'autre calorimètre électromagnétique de l'expérience ALICE, PHOS, est également composé de cristaux de  $\text{PbWO}_4$ . L'acceptance de PHOS est plus petite que celle d'EMCal ( $-0,12 < \eta < 0,12$ ), tandis que sa granularité est bien meilleure,  $2,2 \times 2,2 \text{ cm}^2$ , ce qui permet d'atteindre une meilleure résolution spatiale.

#### 4.3.2 Système LED

Le gain d'une APD dépend de la haute tension qui lui est appliquée. Or, la valeur du gain de la tour va définir la valeur de l'énergie attribuée au signal perçu par l'APD, il est donc nécessaire de connaître la dépendance en haute tension du gain de chaque APD.

Le système LED du calorimètre permet d'obtenir la dépendance en haute tension du gain de chaque APD. Un signal optique est généré puis transmis par une fibre jusqu'à chaque stripmodule. Là, douze autres fibres prennent le relais et transmettent la lumière aux douze modules du stripmodule (voir figure 4.10a).

Pour une tour donnée, l'amplitude du signal généré par le système LED est mesurée pour différentes valeurs de haute tension, autour d'une tension nominale, afin de déterminer la dépendance du gain ( $G$ ) en fonction de la haute tension appliquée ( $V$ ). Cette dépendance est paramétrisée de la façon suivante :

$$G(V) = p_0 + p_1 e^{V p_2} \quad (4.3)$$

où le jeu de paramètres ( $p_0, p_1, p_2$ ), issu de l'ajustement des valeurs du gain (voir figure 4.10b), est unique pour chacune des tours du calorimètre. Nous verrons dans le chapitre 5 que le système LED est aussi utilisé pour la calibration en énergie du calorimètre.

---

1. Il s'agit de la granularité de la seconde couche où la majorité de l'énergie de la gerbe est collectée.

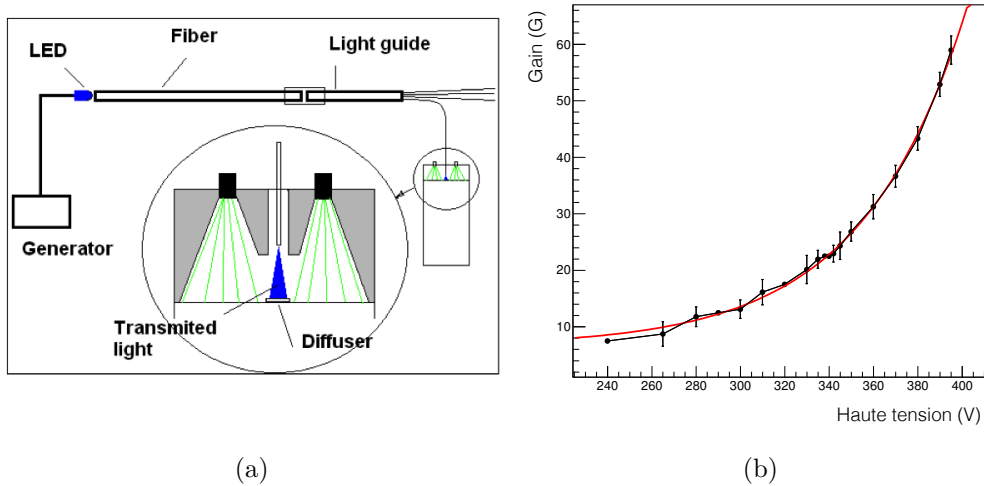


FIGURE 4.10 – (a) Système LED du calorimètre. (b) Dépendance en haute tension du gain de l'APD d'une tour donnée ajustée avec l'équation 4.3 (courbe rouge).

### 4.3.3 Électronique de lecture

L'électronique de lecture de EMCal et DCal est semblable à celle de PHOS [149]. Ce choix a pu être fait, car la quantité de lumière générée par unité d'énergie déposée est similaire pour les deux détecteurs. Le schéma de la figure 4.11 représente l'électronique de lecture associée à une tour du calorimètre.

La lumière de scintillation générée par le passage d'une particule au travers d'une tour est guidée par les fibres optiques jusqu'à une photodiode à avalanche (APD) (figure 4.12), ayant un gain  $M = 50$  pour lequel le nombre moyen de photo-électrons produits est  $220 e^-/\text{MeV}$ . L'APD convertit donc les photons de scintillation en signal électrique qui est ensuite envoyé à un préamplificateur CSP (*Charge Sensitive Preamplifier*) afin d'obtenir un signal de type "marche" (*step pulse*) dont l'amplitude de sortie est proportionnelle au nombre de photo-électrons collectés par l'APD, et donc proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. Ce signal est ensuite transmis à une carte FEE

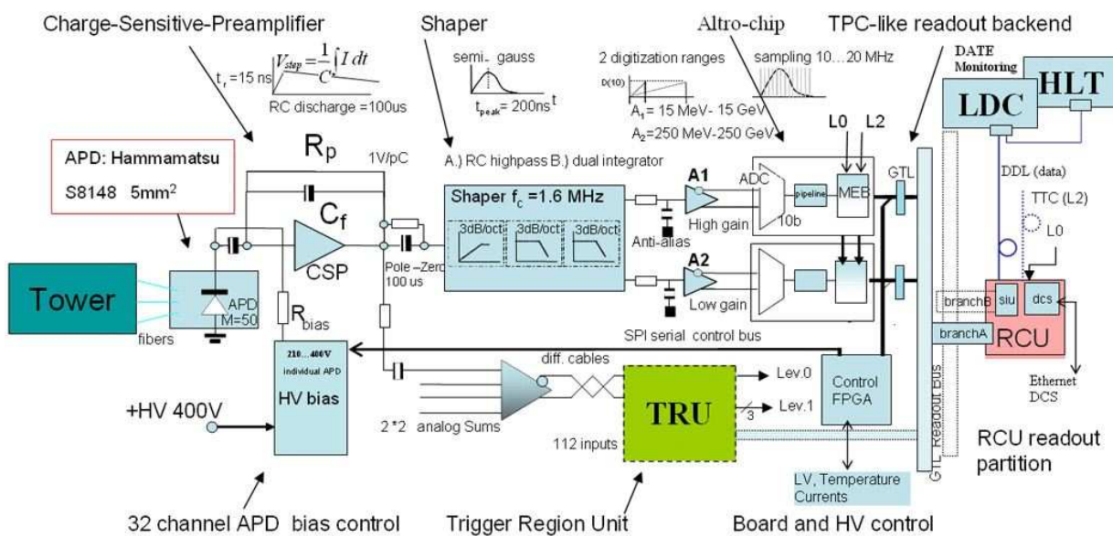


FIGURE 4.11 – Schéma de l'électronique de EMCal et DCal [150].

(*Front End Electronics*) où le signal est mis en forme par un *shaper* puis numérisé en coups ADC toutes les 100 ns.

Une *FEE* regroupe l'intégralité du système de lecture nécessaire pour traiter les signaux de 8 modules, c'est-à-dire 32 tours.



FIGURE 4.12 – Photo d'un module de EMCAL où, pour les quatre tours, le système de collecte de la lumière de scintillation via fibres optiques et le guidage vers les APDs est visible.

## 4.4 Reconstruction de particules neutres

### 4.4.1 Extraction des signaux des APD

L'extraction du signal se fait en ajustant la distribution en amplitude (coups ADC) des échantillons en temps du signal issue de la numérisation de la charge collectée par l'APD, qui forme le signal brut, par une fonction  $\Gamma_n(t)$  :

$$ADC(t) = \text{piédestal} + Ax^n e^{n(1-x)} \text{ avec } x = (t - t_{\max} + \tau)/\tau \quad (4.4)$$

où  $t_{\max}$  est le temps où le pic de la fonction est atteint. Le paramètre  $\tau$  vaut  $n\tau_0$ , avec  $\tau_0$  le temps caractéristique du convertisseur ADC utilisé pour la mise en forme du signal et  $n = 2$ , car le convertisseur ADC est de type gaussien de second ordre [150].

Comme la fonction d'ajustement dépend du piédestal, il est nécessaire de déterminer le piédestal moyen de la distribution, ce qui est réalisé avec un nombre fini d'échantillons en temps en amont du signal à extraire. Le résultat de l'ajustement est indiqué sur la figure 4.13.

### 4.4.2 Calibration en temps

Afin d'utiliser le temps d'arrivée du signal de chaque cellule (ou tour), temps correspondant au maximum de l'ajustement de la distribution en amplitude, pour discriminer les photons des neutrons secondaires et de l'empilement ou de tout autre signal non physique, une calibration en temps est nécessaire pour corriger la dispersion en temps due aux différentes longueurs de câbles de l'électronique de lecture.

La calibration en temps consiste à corriger le temps mesuré de chaque cellule par celui des cellules moyenné sur une période de prise de données. Pour ce faire, il faut tenir compte du nombre d'intersections de paquets de protons par cycle de réponse du détecteur (quatre dans notre cas) afin d'appliquer la procédure de calibration à chaque intersection de façon indépendante.

Après correction, une distribution en temps des cellules centrée en 0 est obtenue avec une dispersion plus faible (figure 4.14 droite), en comparaison avec la distribution initiale centrée à 650 ns (figure 4.14 gauche). Les structures observées à  $\pm 50$ ,  $\pm 100$  ns correspondent à l'intersection d'autres paquets de protons.



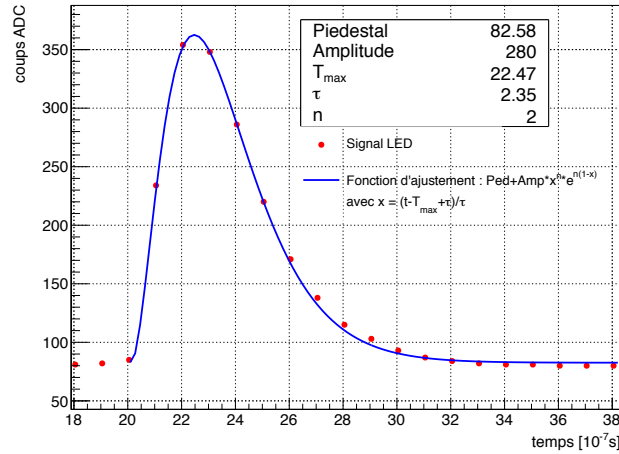


FIGURE 4.13 – Distribution du signal brut après échantillonnage toutes les 100 ns. La distribution est ajustée par une fonction  $\Gamma_2(t)$ .

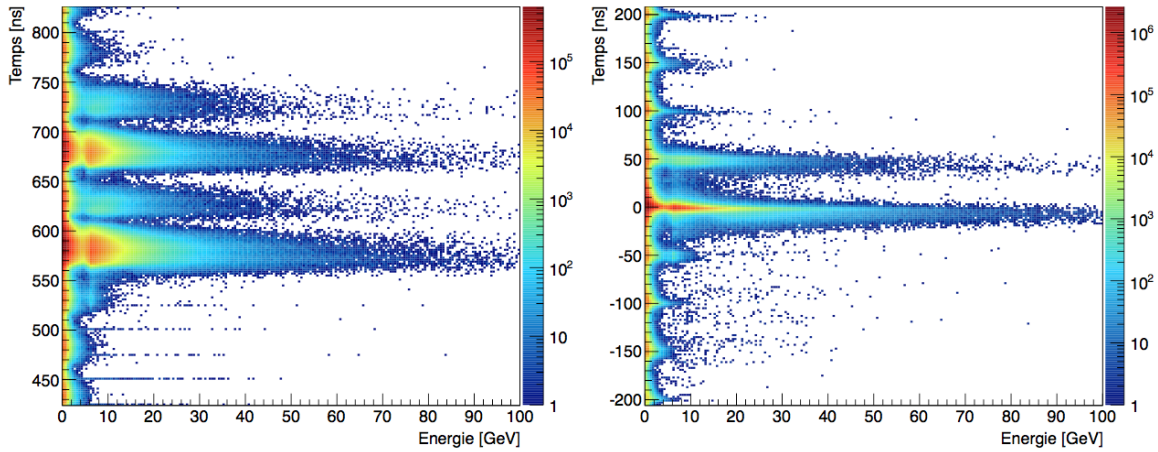


FIGURE 4.14 – Distribution en temps des signaux en fonction de l'énergie avant (gauche) et après (droite) la calibration en temps.

Nous verrons dans le chapitre suivant que la calibration en temps est également une étape nécessaire avant de pouvoir finaliser la calibration en énergie du calorimètre.

### 4.4.3 Clusterisation et paramétrisation de la forme des clusters

#### Clusterisation

Étant donné le rayon de Molière (3,2 cm) et la taille d'une tour du calorimètre (6 cm), une gerbe électromagnétique créée par une particule incidente génère un signal réparti dans une dizaine de tours. Afin d'obtenir l'information complète relative au passage de la particule, une seconde étape de reconstruction est donc nécessaire. Elle est appelée *clusterisation*, et consiste à agréger l'ensemble des tours traversées par la gerbe électromagnétique en un objet unique appelé *cluster*.

Avant de présenter les différents algorithmes de clusterisation, il est important de préciser que chacune des tours considérées pour la clusterisation est soumise à un jeu de coupures (énergie, temps ...) afin de s'assurer que le signal mesuré dans la tour correspond bien à un signal physique.

Il existe 4 algorithmes de clusterisation [177] pour EMCAL, ayant chacun des points forts ou des points faibles selon l'analyse ou le système de collision considérés (leur mode de fonctionnement est illustré en figure 4.15) :

- **V1** : le cluster est initié en sélectionnant une tour dont l'énergie est plus élevée qu'une énergie seuil  $E_{seed}$  donnée. Ensuite, toutes les tours voisines (avec un côté commun en  $\eta$  ou en  $\varphi$ ) sont agrégées si leur énergie est supérieure à la coupure minimale en énergie  $E_{min}$ . L'algorithme continue d'agréger les tours voisines tant que leur énergie est supérieure à  $E_{min}$ , sachant qu'une cellule ne peut pas appartenir à plusieurs clusters. L'algorithme stoppe lorsqu'il n'y a plus de tour voisine à agglomérer.

Cet algorithme est celui utilisé par défaut pour les analyses en collisions pp.

Son avantage est d'avoir, lorsque l'occupation du détecteur est faible, une forme de cluster très proche du dépôt d'énergie et nous verrons dans le chapitre 6 que la forme du cluster est un paramètre central pour l'identification des photons. Cependant cet algorithme n'est pas capable de séparer les dépôts d'énergie provenant de particules très proches l'une de l'autre, comme c'est le cas pour les mésons neutres très énergétiques, et fonctionne mal en environnement de haute multiplicité, en collision Pb-Pb par exemple. Dans ce cas la forme du cluster ne sera plus représentative du dépôt en énergie d'une unique particule.

- **V2** : cette méthode de clusterisation est similaire à V1, mais au lieu d'agréger les tours adjacentes de façon systématique, l'algorithme vérifie si la tour à agréger possède une énergie inférieure à la tour voisine précédemment considérée pour la procédure de clusterisation. Si ce n'est pas le cas, la tour n'est pas ajoutée au cluster et la procédure de clusterisation s'arrête. Il s'agit de l'algorithme utilisé par défaut dans les collisions Pb-Pb. L'avantage évident par rapport à V1 est la possibilité de séparer les clusters provenant de particules proches, mais la contrepartie est d'obtenir une forme de cluster biaisée par rapport à la forme du dépôt d'énergie. En effet, une tour se trouvant entre deux clusters sera associée en totalité à l'un des deux clusters, ce qui n'est pas représentatif du dépôt réel d'énergie des particules.
- **N×M** : comme pour V1 et V2, une tour d'énergie supérieure à une énergie seuil  $E_{seed}$  est choisie et un cluster de taille N×M dans les directions  $\eta \times \varphi$  est formé autour de la tour initiale. Cet algorithme a été utilisé pour la reconstruction des données Pb-Pb 2010 avec N=M=3. Ici encore, un biais sur la forme du cluster sera induit par rapport à la forme du dépôt d'énergie, mais une séparation des clusters rapprochés est possible.
- **V1+unfolding** : il permet de séparer le plus finement possible les différentes contributions d'un cluster formé avec V1 en se basant sur la distribution de l'énergie déposée. Comme avec V2, l'algorithme crée autant de clusters que de maxima locaux (nombre de tours plus énergétiques que leurs voisines) mais assigne à chaque tour pouvant appartenir à différents clusters une fraction d'énergie en fonction de la distribution en énergie de chaque sous-cluster, pour tenir compte du fait que les gerbes électromagnétiques de particules proches peuvent se superposer. Cette méthode permet à la fois d'obtenir une forme de cluster qui respecte la forme du dépôt d'énergie, et de séparer les contributions provenant de différentes particules. Néanmoins, cet algorithme, puisque plus complexe, n'est pas encore couramment utilisé dans les analyses.

### Paramétrisation de la forme des clusters

Le profil latéral de la gerbe est utilisé afin de calculer la position d'impact de la particule, mais également pour discriminer les gerbes hadroniques des gerbes électromagnétiques par leur dispersion et/ou forme.

La position du cluster peut être déterminée en calculant le centre de gravité pondéré par l'énergie déposée dans chacune des tours formant le cluster :

$$x_0 = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i} \quad (4.5)$$

où  $x_i$  représente la position de la tour  $i$  suivant l'axe  $\vec{x}$  et  $w_i$  le poids associé à cette tour.

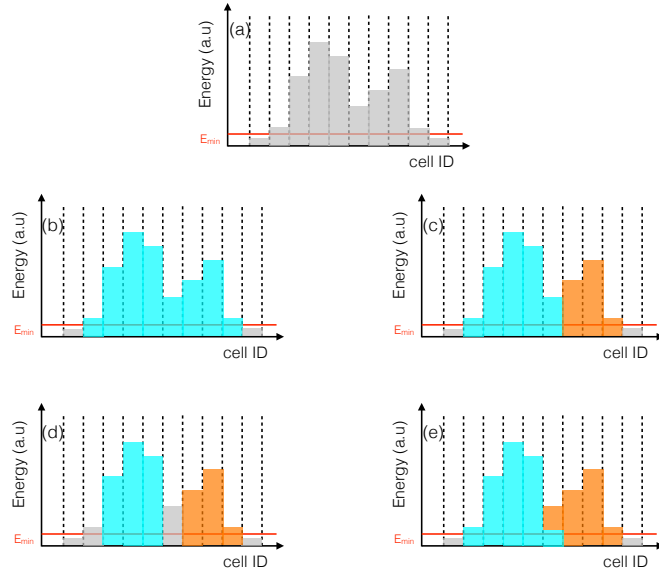


FIGURE 4.15 – Schématisation du résultat sur la distribution en énergie en fonction des tours pour différents algorithmes de clusterisation : (a) Représentation du dépôt d'énergie pour différentes tours (cellules) du calorimètre. (b) Clusterisation avec V1. (c) Clusterisation avec V2. (d) Clusterisation avec  $N \times M$  avec  $N=M=3$ . (e) Clusterisation avec V1+unfolding. La couleur grise représente le dépôt d'énergie, tandis que les couleurs bleu et orange représentent la répartition du dépôt entre les différents clusters.

La méthode la plus simple pour déterminer  $x_i$  est d'attribuer un poids dépendant linéairement de l'énergie à chaque tour du cluster  $w_i = E_i/E_{gerbe}$ , correspondant à la fraction d'énergie de la gerbe contenue dans la tour  $i$ . Avec cette méthode, lorsque la taille d'une tour du calorimètre est de l'ordre de grandeur du rayon de Molière (la gerbe tombe presque entièrement dans une unique tour), comme pour EMCal et DCal, les dépôts d'énergie dans les tours entourant la tour de plus grande énergie influent peu sur la position reconstruite du cluster.

Afin d'améliorer la sensibilité des tours où le dépôt d'énergie est faible et donc d'éviter le biais dû à la position du point d'impact, un poids logarithmique, qui augmente linéairement avec la distance latérale, est attribué à chaque tour  $i$  :

$$w_i = \max \left\{ 0, \left[ W_0 + \ln \left( \frac{E_i}{E_{gerbe}} \right) \right] \right\} \quad (4.6)$$

Le paramètre  $W_0$ , sans dimension, joue deux rôles : il impose une limite basse quant à la fraction d'énergie de la gerbe que doit porter une tour  $i$  pour être considérée lors du calcul du centre de masse, et il définit la sensibilité aux tours où le dépôt d'énergie est faible pour ce calcul<sup>2</sup>.

Une fois que le centroïde du cluster est connu, il est possible de déterminer sa dispersion et sa forme. La dispersion latérale se définit comme le moment centré d'ordre 2 du calcul du centre de masse de la gerbe [178]. Pour un cluster dont le centre de masse est  $(\eta_0, \varphi_0)$  et la position de la tour  $i$   $(\eta_i, \varphi_i)$ , la dispersion en  $\eta$  et  $\varphi$  est donnée par :

$$s_{\eta\eta} = \frac{\sum_i w_i \eta_i^2}{\sum_i w_i} - \left( \frac{\sum_i w_i \eta_i}{\sum_i w_i} \right)^2 \quad (4.7)$$

2. Lorsque  $W_0 \rightarrow \infty$  toutes les tours ont le même poids et lorsque  $W_0 \rightarrow 0$ , peu de tours, chacune portant une grande fraction d'énergie de la gerbe, vont être considérées et on devient à nouveau sensible au point d'impact de la particule.

et

$$s_{\varphi\varphi} = \frac{\sum_i w_i \varphi_i^2}{\sum_i w_i} - \left( \frac{\sum_i w_i \varphi_i}{\sum_i w_i} \right)^2 \quad (4.8)$$

La forme du cluster, représentée par une ellipse (voir figure 4.16), est définie comme l'intersection du cône contenant la gerbe électromagnétique avec le plan du calorimètre [143] et est représentée par la matrice de covariance des dispersions en  $(\eta_i, \varphi_i)$  :

$$s = \begin{pmatrix} s_{\eta\eta} & s_{\eta\varphi} \\ s_{\varphi\eta} & s_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

La diagonalisation de la matrice permet d'accéder aux axes de l'ellipse représentant le cluster  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ , définis comme la racine carrée des valeurs propres de la matrice :

$$\lambda_0^2 = \frac{1}{2}(s_{\eta\eta} + s_{\varphi\varphi}) + \sqrt{\frac{(s_{\eta\eta} - s_{\varphi\varphi})^2}{4} + s_{\eta\varphi}^2} \quad (4.10)$$

$$\lambda_1^2 = \frac{1}{2}(s_{\eta\eta} + s_{\varphi\varphi}) - \sqrt{\frac{(s_{\eta\eta} - s_{\varphi\varphi})^2}{4} + s_{\eta\varphi}^2}$$

Nous verrons dans le chapitre 6 que le paramètre  $\lambda_0^2$ , qui représente la largeur du cluster selon le grand axe de l'ellipse, permet de discriminer les photons prompts des photons de décroissances.

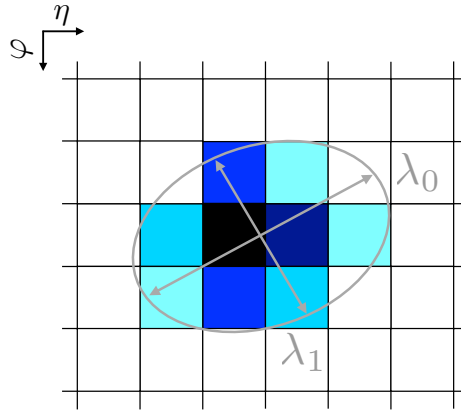


FIGURE 4.16 – Surface d'intersection du cône contenant la gerbe et du plan  $(\eta, \varphi)$  du calorimètre paramétrisée par une ellipse, dont les axes principaux  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ , permettent de caractériser la dispersion de la gerbe.

Du fait de la dépendance vis-à-vis du paramètre  $W_0$ , le centre de masse et la forme du cluster ainsi calculés ne représentent qu'une manière d'approcher la réalité. Le choix arbitraire de  $W_0 = 4,5$  [143] a été obtenu en optimisant les performances du calorimètre, comme la résolution en position ou la discrimination entre électrons et pions, à l'aide de faisceaux tests.

#### 4.4.4 Mesure de l'énergie

La qualité de la mesure en énergie des clusters dépend principalement de deux facteurs : la résolution en énergie et la linéarité de la réponse en énergie du détecteur.

La résolution en énergie est la somme quadratique de trois termes :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (4.11)$$

Le terme de bruit  $\frac{a}{E}$ , représente la fluctuation du signal collecté d'un événement à un autre dû à la présence de bruit électronique. Le terme stochastique  $\frac{b}{\sqrt{E}}$ , ayant une dépendance en  $\sqrt{E}$ , est lié aux fluctuations statistiques (de type poissonnien) de l'énergie déposée dans les couches actives (scintillateur) du calorimètre ainsi que le nombre de photo-électrons collectés. Le terme constant  $c$  est lié à la géométrie du détecteur (perte de gerbe dans les zones non instrumentées) ainsi qu'à la non-uniformité de l'électronique de lecture (calibration relative entre les tours).

La résolution en énergie, obtenue à partir de tests réalisés sous faisceaux mono-énergétiques d'électrons et pions, est présentée en figure 4.17a. La combinaison des données provenant du PS et du SPS permet d'obtenir une résolution pour des énergies comprises entre 500 MeV et 100 GeV. L'ajustement de ces données a permis d'obtenir les paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$  suivants [150] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.05}{E} \oplus \frac{0.11}{\sqrt{E}} \oplus 0.017 \quad (4.12)$$

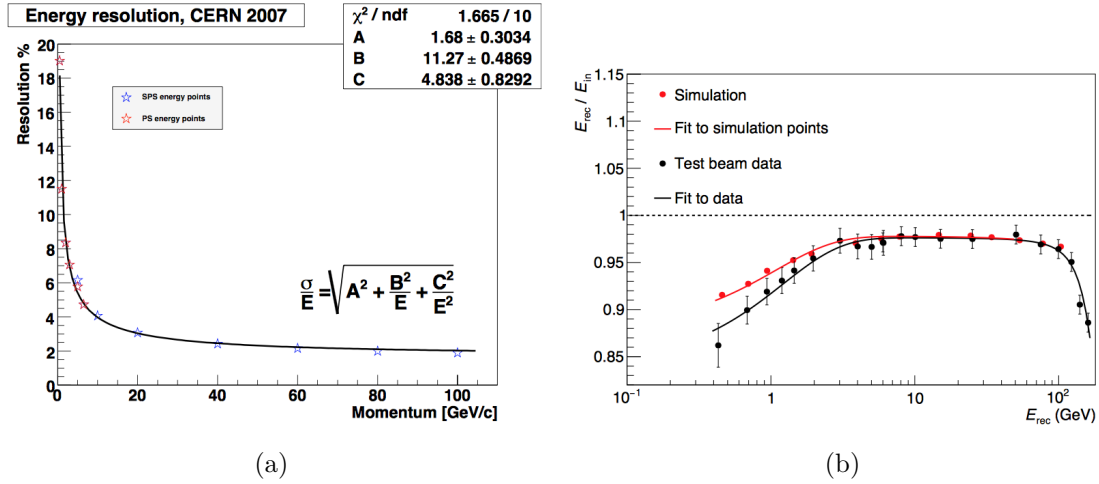


FIGURE 4.17 – (a) Résolution en énergie de EMCAL en fonction de l'impulsion obtenue à partir de tests sous faisceau avec le PS et SPS. (b) Linéarité de la réponse du détecteur obtenue à partir de tests sous faisceau avec le PS et SPS. [179]

La linéarité de la réponse du détecteur, qui est représentée sur la figure 4.17b, a également été étudiée à partir de ces tests sous faisceaux, et comparée à la simulation standard d'ALICE. Entre 3 et 70 GeV, la réponse du détecteur est stable et correctement reproduite par la simulation. À plus basse énergie, une non-linéarité importante est observée, qui n'est pas parfaitement reproduite par la simulation, avec une différence maximale de 4% pouvant provenir de l'atténuation de la lumière collectée.

Les tours n'étant pas strictement identiques (épaisseur des couches de Plomb et de scintillateur, caractéristique de l'APD...), leur réponse au passage d'une particule d'énergie fixée ne sera pas la même. Une procédure de calibration est donc utilisée pour uniformiser la réponse du détecteur. De plus le lien entre la réponse du détecteur et la perte d'énergie de la particule incidente est étudié à l'aide d'une procédure de calibration absolue. Le chapitre suivant est dédié à cette calibration en énergie pour EMCAL et DCal.

# 5 | État des lieux des calorimètres EMCal et DCal par l'étude de la calibration en énergie

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Procédure de calibration en énergie</b>	<b>86</b>
5.1.1	Pré-calibration avec les muons cosmiques	86
5.1.2	Calibration in situ avec les mésons $\pi^0$	87
<b>5.2</b>	<b>Mise en évidence de bruit électronique</b>	<b>89</b>
5.2.1	Description du bruit électronique	89
5.2.2	Suppression du bruit électronique	90
5.2.3	Diaphonie	91
<b>5.3</b>	<b>Calibration avec les données 2015</b>	<b>92</b>
5.3.1	Niveau de calibration de EMCal à la reprise du Run II	93
5.3.2	Niveau de calibration pour DCal et les tiers à la reprise du Run II	93
5.3.3	Calibration finale	95
<b>5.4</b>	<b>Évaluation de la qualité de la calibration</b>	<b>96</b>
5.4.1	Incertitude statistique	97
5.4.2	Incertitudes systématiques	98
5.4.3	Comparaison avec le cahier des charges	101
<b>5.5</b>	<b>Perspectives</b>	<b>102</b>
5.5.1	Optimisation de la prise de données	103
5.5.2	Stabilité des détecteurs	105
5.5.3	Étiquetage des tours problématiques	106

---

Une mesure en énergie à l'aide du calorimètre est nécessaire pour les analyses en photon telles que les corrélations  $\gamma$ -hadron (présentées dans les chapitres 6 et 7), mais également pour l'étude des mésons neutres ( $\pi^0$  ou  $\eta$ ), ou l'identification des électrons. Cette mesure nécessite une procédure de calibration préalable présentée dans ce chapitre.

L'ensemble de la procédure de calibration sera dans un premier temps expliqué, suivi des résultats obtenus lors de la calibration 2015. Enfin, des analyses spécifiques pour étudier le niveau de précision de cette calibration et des pistes d'amélioration possibles seront discutées.

## 5.1 Procédure de calibration en énergie

### 5.1.1 Pré-calibration avec les muons cosmiques

Avant d'installer les supermodules dans la caverne où est située l'expérience ALICE, une pré-calibration en énergie a été réalisée. Cette pré-calibration a permis d'une part d'analyser les données collectées par ALICE sans attendre la finalisation de la calibration in situ avec les mésons  $\pi^0$  (détaillée dans la section suivante), qui peut être un processus nécessitant plusieurs mois, et d'autre part, de faciliter cette calibration in situ.

La pré-calibration a pour but d'uniformiser la réponse de chacune des tours à un même signal en ajustant la haute tension appliquée à chaque APD. Les muons d'origine cosmiques, dont l'énergie est telle qu'ils déposent une énergie proche du minimum d'ionisation (MIP), sont utilisés pour la pré-calibration. Ils représentent une source abondante et gratuite de particules déposant une même énergie dans la partie active de chaque tour du calorimètre. Les simulations montrent que l'énergie déposée dans la partie active par les muons est de 28 MeV, équivalent au dépôt d'énergie d'électrons de 260 MeV [180].

EMCal et DCal sont pré-calibrés par tiers de supermodules (8 stripmodules), comme le montre la figure 5.1, qui schématise le banc de test de pré-calibration. Afin de s'assurer que le signal observé dans une tour corresponde au passage d'un muon (particule traversant complètement le calorimètre), chaque tiers de supermodule est encadré (dans la direction  $r$ ) par deux palettes de scintillateurs ayant à chaque extrémité (dans la direction  $\varphi$ ) un photomultiplicateur permettant de détecter le passage d'une particule chargée.

Ainsi, un signal détecté en coïncidence entre une tour et les quatre photomultiplicateurs de la paire de palettes se trouvant de part et d'autre de la tour permet de s'assurer que la particule correspond bien à un muon cosmique. La coïncidence permet de sélectionner des muons dont la direction de propagation est préférentiellement peu inclinée par rapport aux tours du calorimètre et d'harmoniser la distance parcourue par les muons dans une tour. Les temps de vol entre les deux photomultiplicateurs de la palette se situant au-dessus et de ceux de la palette en dessous de chaque stripmodule sont également comparés dans le but de renforcer la sélection des muons "verticaux". Afin de s'assurer de sélectionner des muons ayant déposé leur énergie dans une seule tour, une coupure d'isolation est appliquée : le signal dans une tour considérée est rejeté si un signal de plus de 3 coups ADC (qui correspond à la limite maximale estimée du bruit électronique) est également mesuré dans les tours voisines.

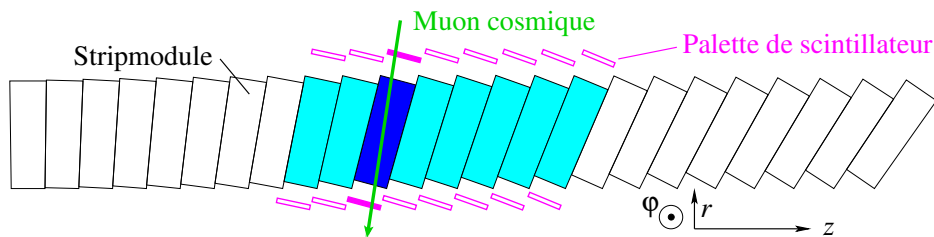


FIGURE 5.1 – Schématisation du banc de test de pré-calibration. Le tiers de supermodule calibré est représenté en bleu, les palettes de scintillateurs en magenta et la direction de propagation du muon en vert.

Une fois ces coupures appliquées, il est possible d'obtenir une distribution en coups ADC du signal déposé pour chacune des tours, dont l'ajustement gaussien permet d'obtenir son amplitude moyenne  $\mu_i$  et son écart-type  $\sigma_i$ . L'amplitude moyenne déposée dans chaque tour est ajustée, de manière itérative, en changeant le gain de l'APD de chacune des tours, à l'aide de la haute tension appliquée à l'APD (en utilisant la dépendance trouvée avec le système LED comme expliqué dans la section 4.3.2), afin de tendre vers une valeur de référence de 16 coups ADC.

La figure 5.2 montre l'amélioration de la distribution des amplitudes moyennes mesurées pour

un supermodule donné. À l'issue de la pré-calibration, l'ensemble des tours du tiers de supermodule sont centrées autour de la valeur de référence avec une dispersion de l'ordre de 2%, bien meilleure que les 10% spécifiés dans le cahier des charges [181].

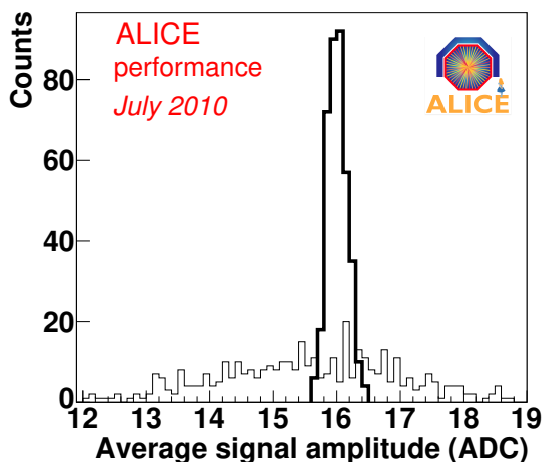


FIGURE 5.2 – Distributions de la moyenne des amplitudes avant (trait fin) et après (trait gras) pré-calibration [181].

### 5.1.2 Calibration in situ avec les mésons $\pi^0$

La calibration en énergie se fait généralement par reconstruction de la masse invariante de produits de désintégration d'une particule mère dont la masse est connue. Pour la calibration de EMCal et DCal, la décroissance  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  est utilisée. La décroissance  $Z \rightarrow e^+e^-$ , utilisée dans d'autres expériences du LHC, ne peut être envisagée pour l'expérience ALICE, puisque la décroissance des  $Z$  a une topologie dos-à-dos aux énergies nous concernant.

Le principe de la calibration est de reconstruire pour chaque cluster d'un événement de collision proton-proton (dont le centroïde est une tour donnée) la masse invariante formée avec les autres clusters du même événement, donnée par

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2 \times (1 - \cos\theta_{12})} \quad (5.1)$$

où  $E_1$  et  $E_2$  représentent l'énergie des deux clusters de la paire et  $\theta_{12}$  est l'angle entre les deux centroïdes des clusters. Pour s'assurer que les clusters considérés proviennent de photons, et ainsi limiter le bruit de fond combinatoire et le temps de collecte des données nécessaires, différentes coupures (résumées dans le tableau 5.1) sont appliquées aux clusters considérés pour le calcul de la masse invariante.

Paramètre	Valeur
Énergie	$0,7 < E_{\text{cluster}} < 10 \text{ GeV}$
Temps absolu	$-25 < t_{\text{cluster}} < 25 \text{ ns}$
Temps relatif de la paire	$\Delta t_{\text{cluster}} < 20 \text{ ns}$
Forme du cluster	$0,1 < \lambda_0^2 < 0,5$
Nombre de cellules minimum	2
Paire dans le même super module	vrai

TABLE 5.1 – Coupures appliquées aux clusters utilisés pour la reconstruction de la masse invariante.

On obtient alors, pour chacune des tours du calorimètre, une distribution en masse invariante de laquelle peut être extraite la masse  $m_{\text{reco}}$  du  $\pi^0$  ainsi reconstruit à l'aide d'un ajustement par



la somme d'une fonction gaussienne, pour le signal, et d'une fonction polynomiale de second ordre, pour le bruit de fond combinatoire, comme l'illustre la figure 5.3.

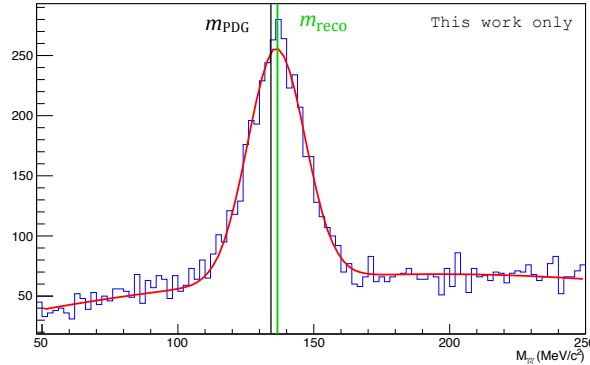


FIGURE 5.3 – *Distribution en masse invariante pour une tour donnée avec ajustement (courbe rouge). La valeur de masse reconstruite provenant de l'ajustement est indiquée par la ligne verte et celle de la valeur PDG par la ligne noire.*

La décalibration d'une tour  $i$  se traduit par l'écart entre la valeur de la masse reconstruite et la masse connue du  $\pi^0$  ( $m_{\text{PDG}} = 134,9 \text{ MeV}/c^2$ ), soit la différence entre les lignes noire et verte sur la figure 5.3). Cette décalibration se corrige en appliquant un facteur correctif  $c$  sur l'énergie des clusters ayant pour centroïde la tour  $i$ , de telle sorte que  $E_1^{\text{vraie}} = c_1 E_1$  et  $E_2^{\text{vraie}} = c_2 E_2$ , où les  $E_k^{\text{vraie}}$  sont les vraies énergies des deux photons de décroissance et les  $E_k$  sont les énergies obtenues après traitement de la lumière de scintillation reçue par les APD. En posant

$$\begin{aligned} m_{\text{reco}} &= \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos \theta_{12})} = \sqrt{2c_1 E_1^{\text{vraie}} c_2 E_2^{\text{vraie}} (1 - \cos \theta_{12})} \\ m_{\text{PDG}} &= \sqrt{2E_1^{\text{vraie}} E_2^{\text{vraie}} (1 - \cos \theta_{12})} \end{aligned} \quad (5.2)$$

on trouve alors

$$c_1 c_2 = \left( \frac{m_{\text{reco}}}{m_{\text{PDG}}} \right)^2 \quad (5.3)$$

Or, le coefficient est appliqué indépendamment à chaque tour du calorimètre. Soit on suppose que les contributions des autres tours du cluster et des tours recevant l'énergie du second photon utilisé pour le calcul de la masse invariante sur la décalibration sont négligeables,  $c_2 = 1$  et on trouve comme coefficient de calibration  $c = (m_{\text{reco}}/m_{\text{PDG}})^2$ , soit que les deux photons contribuent de façon équitable au décalage observé sur la position du pic de  $\pi^0$ . Dans ce cas,  $c_1 = c_2$  et le coefficient de calibration est  $c = m_{\text{reco}}/m_{\text{PDG}}$ . Ces deux options sont des cas extrêmes et la manière de choisir le coefficient dépendra de l'état de calibration absolue du détecteur.

L'hypothèse d'attribuer la décalibration uniquement à la tour considérée, ou de manière également partagée avec une seconde n'est pas rigoureusement exacte. Un processus itératif est donc nécessaire pour faire converger l'ensemble des tours vers la valeur de référence  $m_{\text{PDG}}$ .

Cette procédure se faisant de manière automatisée, il est nécessaire d'appliquer des critères de sélection, pour s'assurer que l'ajustement converge correctement, afin d'obtenir un coefficient qui va permettre de corriger effectivement la décalibration de chaque tour. Parmi ces critères sont comptés la valeur du  $\chi^2$  de l'ajustement ou les valeurs des paramètres du polynôme de second ordre (plus de détails sont donnés dans l'annexe A.1). Les tours pour lesquelles les critères de sélection ne sont pas satisfaits sont étudiées plus en détail et la valeur du coefficient peut par exemple être évaluée approximativement lorsqu'un pic de  $\pi^0$  est clairement observé à l'œil. Dans le cas contraire, la tour n'est pas calibrée lors de l'itération en cours. Cependant elle sera considérée pour l'itération suivante, puisque l'application de coefficients sur les tours voisines peut permettre de rendre plus visible le pic de  $\pi^0$ .

## 5.2. Mise en évidence de bruit électronique

Le coefficient final sur l'énergie mesurée par la tour  $i$ , obtenu après  $j$  itérations, vaut  $c_i = \prod_j c_{i,j}$  et est utilisé comme facteur correctif dans les analyses jusqu'à ce que les hautes tensions appliquées aux tours soient modifiées selon ces coefficients.

Cette modification est en général réalisée lors de l'arrêt hivernal du LHC (voir figure 3.3). La nouvelle haute tension à appliquer à une tour donnée,  $V_{new}$ , dont le coefficient est  $c_i$ , s'obtient à l'aide de la dépendance du gain de l'APD obtenue en fonction de la haute tension à partir de runs LED spécifiques (voir équation 4.3) :

$$V_{new} = \frac{1}{p_2} \ln \left[ \frac{c_i(p_0 + p_1 e^{p_2 V_{old}}) - p_0}{p_1} \right] \quad (5.4)$$

avec  $V_{old}$  la haute tension actuellement appliquée à la tour  $i$ . Après les changements de gain, une nouvelle calibration doit avoir lieu, car la dépendance du gain en fonction de la haute tension ne reflète pas parfaitement la réalité, et la procédure décrite recommence.

Au final, la procédure de la calibration se divise en quatre étapes :

- Collecte des données spécifiques à la calibration<sup>1</sup> ;
- Ajustement de la distribution en masse invariante de chacune des tours du calorimètre ;
- Obtention des coefficients, par processus itératif, à appliquer sur l'énergie du cluster à reconstruire ;
- Changement des hautes tensions appliquées aux APD, si nécessaire, entre deux périodes de prise de données.

## 5.2 Mise en évidence de bruit électronique

### 5.2.1 Description du bruit électronique

En 2015, les premières études des distributions en masse invariante des tours ne passant pas les critères de sélection de l'ajustement ont permis de mettre en évidence de larges pics situés à basse masse, comme le montre la figure 5.4. Les spectres en énergie de ces tours présentent généralement une légère distorsion par rapport à un spectre en énergie d'une tour saine et un excès à basse énergie, celui-ci étant attribué à du bruit électronique.

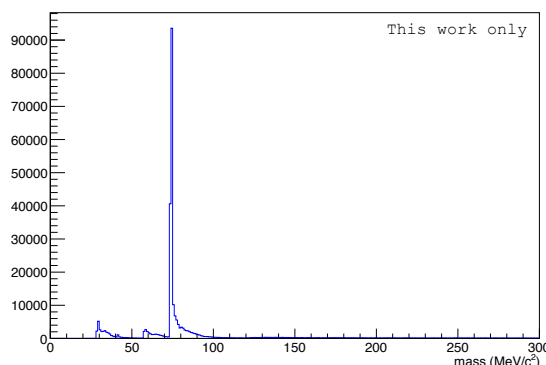


FIGURE 5.4 – *Distribution en masse invariante reconstruite pour une tour bruitée.*

La modification du spectre en énergie des tours induit une modification de la forme du bruit de fond combinatoire. Étant donné que l'excès d'événements dans les tours bruitées est localisé

1. La prise de données pour la calibration n'est pas utilisable pour les analyses de physique puisque le seuil en énergie du système de déclenchement est très bas ( $\approx 3$  GeV).

en énergie, celui-ci va se traduire par un excès dans la distribution en masse invariante des tours voisines localisé à une masse dépendante de l'angle entre la tour voisine et la tour bruitée, puisque  $m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2 \times (1 - \cos\theta_{12})}$ .

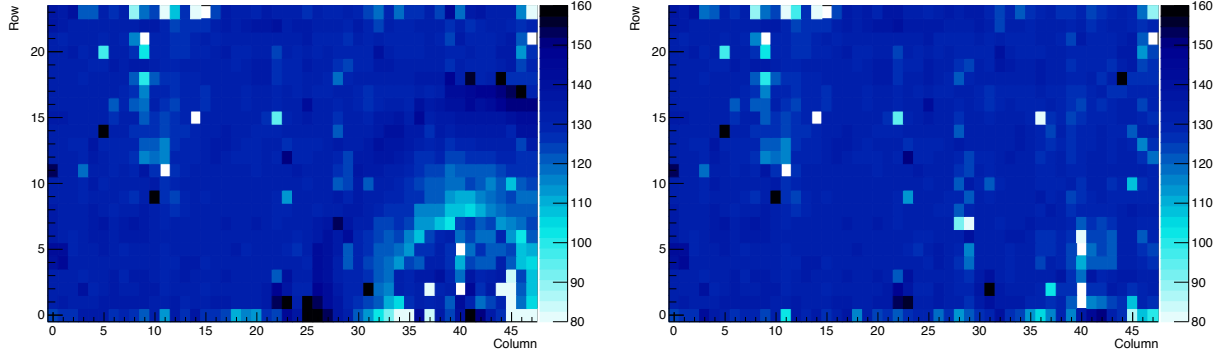


FIGURE 5.5 – Carte de supermodule représentant la valeur de la masse de  $\pi^0$  extraite de l'ajustement avant et après masquage des tours bruitées.

Lorsque l'excès se situe à proximité du pic en  $\pi^0$ , l'ajustement de la distribution en masse invariante peut être affectée et la masse ainsi obtenue peut présenter un biais par rapport à la véritable masse reconstruite. La figure 5.5 présente la valeur de  $m_{\text{reco}}$  pour l'ensemble des tours d'un supermodule avant masquage (à gauche) de la tour jugée la plus bruyante du supermodule, colonne 40 et ligne 1, et après son masquage (à droite). Avant masquage, le biais sur  $m_{\text{reco}}$  se voit de façon flagrante sous la forme d'un arc de cercle sur la figure où les tours se situant au voisinage de la tour problématique présentent un biais similaire sur  $m_{\text{reco}}$ . Après avoir masqué la tour, l'excès de bruit de fond disparaît dans les distributions en masse invariante des tours voisines et l'ajustement peut converger vers une valeur de  $m_{\text{reco}}$  qui ne présente plus le biais discuté.

Des études en laboratoire tendent à montrer que la présence de bruit électronique serait due à la dégradation des opto-coupleurs situés dans les cartes *FEC*, menant à une mauvaise valeur de la haute tension.

### 5.2.2 Suppression du bruit électronique

Il est donc nécessaire de pouvoir supprimer le bruit électronique pour obtenir une valeur de  $m_{\text{reco}}$  la moins biaisée possible.

Plusieurs types de coupures ont été testées : entre autres augmenter la coupure en énergie appliquée aux clusters avant reconstruction de la masse invariante, ou augmenter la coupure sur le nombre minimal de tours devant être dans un cluster, toutes menant à une diminution drastique de la statistique en  $\pi^0$  avec un pouvoir de discrimination très faible entre les pics de  $\pi^0$  et ceux de bruit électronique.

Étant donné que le bruit électronique doit apparaître sporadiquement tandis que le signal physique arrive toujours au même temps par rapport au temps de la collision, il a été décidé d'appliquer différentes coupures en temps<sup>2</sup> afin d'étudier l'évolution des distributions en masse invariante.

On s'attend à ce que l'amplitude des pics dus au bruit diminue d'autant plus que la coupure en temps est serrée, et que les pics de  $\pi^0$  restent inchangés. La figure 5.6a présente la distribution en masse invariante reconstruite pour une tour donnée. On observe que les différentes coupures en temps (trois valeurs différentes) permettent de discriminer le bruit électronique (deux pics de plus basse masse) des  $\pi^0$  (pic à plus haute masse). Chaque tour pour laquelle la présence de bruit

2. Ce qui nécessite que la calibration en temps soit disponible pour les données utilisées pour la calibration en énergie.

était suspectée (quelques centaines) a ainsi été étudiée et celles pour lesquelles un pic pouvait être attribué sans ambiguïté à des  $\pi^0$  ont été conservées pour la calibration finale.

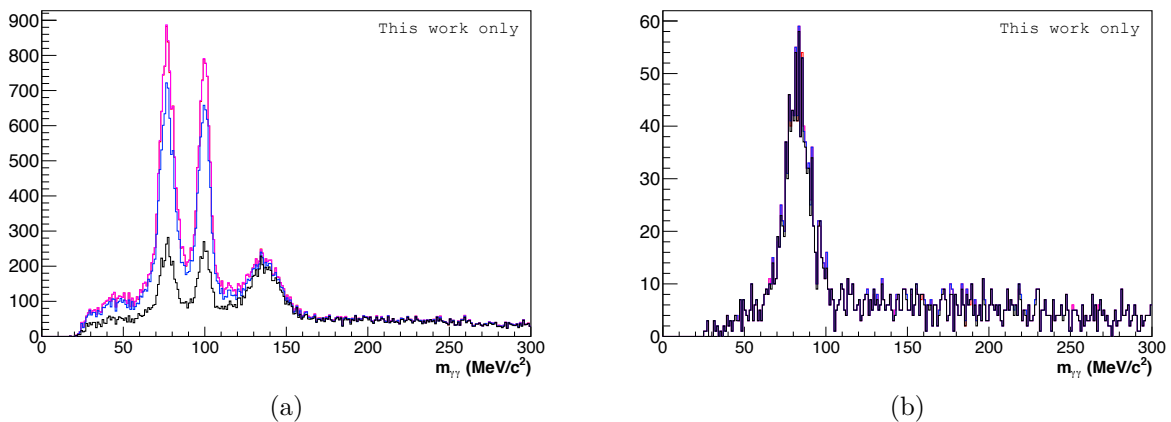


FIGURE 5.6 – Distribution de la masse invariante reconstruite pour différentes coupures en temps : 300 (magenta), 150 (bleu) et 50 ns (noir), pour (a) une tour avec suspicion de bruit électronique et pour (b) une tour pour laquelle il n'était pas possible de savoir si le pic provenait d'un  $\pi^0$  ou non.

D'autre part pour certaines tours où un seul pic est présent, il n'est pas aisé de savoir si le pic observé, situé généralement loin de  $m_{\text{PDG}}$ , provient de  $\pi^0$ , ou non, comme le montre la figure 5.6b. Ces différentes coupures en temps sont également utiles dans ce cas pour pouvoir identifier les tours pour lesquelles le pic observé provient effectivement de  $\pi^0$ .

### 5.2.3 Diaphonie

Il a également été remarqué dans de nombreuses tours concernées par ces pics dus au bruit que ceux-ci disparaissaient une fois qu'une tour voisine bruyante était masquée lors de la reconstruction de la masse invariante des clusters, comme le montre la figure 5.7a. Plus précisément, ce comportement est observé entre quatre tours d'un même connecteur (électronique de lecture commune à quatre modules -voir figure 4.9), séparées de trois tours dans la direction en  $\varphi$ . Ces tours sont représentées par un ensemble de nombres  $\{0,1,2,3\}$  de la même couleur sur la figure 5.7b. Dans le cas présenté en figure 5.7a, la tour 2 paraissait bruyante, alors qu'elle ne l'est pas intrinsèquement et peut donc être calibrée.

Il est alors intéressant de savoir si toutes les tours présentant un pic à basse masse dans le spectre en masse invariante sont intrinsèquement bruitées, afin de connaître les tours qui pourront, ou non, être calibrées.

La figure 5.8 présente le spectre en énergie des tours se trouvant en position 0 (à gauche) et en position 2 (à droite) pour différentes coupures en temps appliquées lors de la reconstruction de la masse invariante. Un excès d'événements est observé autour de 3,5 GeV pour la tour 0 et autour de 0,8 GeV pour la tour 2, ce qui laisse à penser qu'il existe une diaphonie entre ces deux tours.

Par ailleurs, la présence de pics aussi étroits en masse invariante ne peut s'expliquer que si les dépôts d'énergie appariés ont tous les deux systématiquement une énergie déterminée. En utilisant la formule de la masse invariante il est possible de connaître à quelle masse l'excès dans le spectre en énergie devrait se manifester, avec  $E_1$  l'énergie du bruit électronique localisé autour de 3,5 GeV et  $E_2$  l'excès en énergie dû à la diaphonie à 0,8 GeV, et l'angle entre les deux dépôts d'énergie  $\theta_{12}$  d'environ 4 tours (soit  $4 \times 0,014$  rad) le bruit est attendu sous la forme d'un pic autour de 90 MeV/c<sup>2</sup>.

Ainsi l'hypothèse qui permet de rendre compte, le plus fidèlement, de ce qui est observé sur la figure 5.4 est celle d'une seule tour bruitée, dont l'énergie du bruit est proche de 3,5 GeV, qui

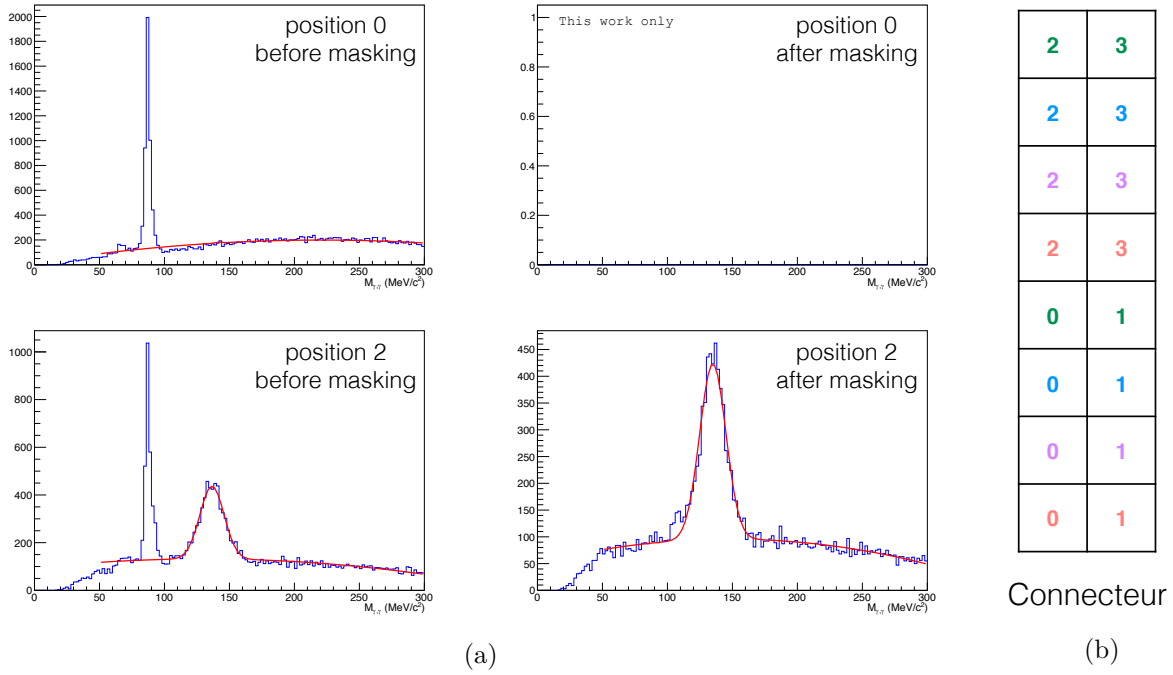


FIGURE 5.7 – (a) Distribution en masse invariante des tours en position 0 (en haut) et de celle en position 2 (en bas) du quartet corrélé, avant (gauche) et après (droite) masquage de la tour bruyante, la tour 0 dans ce cas. (b) Schématisation d'un connecteur avec le quartet de tours corrélées représentées par la même couleur.

induit par diaphonie des signaux dans les trois autres tours d'un quartet à une énergie proche de 0,8 GeV.

Une étude sur la topologie des clusters en fonction de la position au sein du quartet a également été menée confirmant l'existence d'une corrélation entre les tours, mais ne permettant pas de discriminer mieux le bruit électronique que la coupure en temps.

La diaphonie serait due au *shaper* des tours corrélées qui se trouvent de part et d'autre de la *FEC*. D'autres études en cours montrent que cette corrélation pourrait induire un biais sur l'information en temps des tours ainsi que la forme des clusters. Par ailleurs, l'évolution temporelle de la présence du bruit électronique et de la diaphonie n'est pas encore bien connue, ce qui pose la question de la stabilité du détecteur, qui sera discutée en section 5.5.2.

### 5.3 Calibration avec les données 2015

La prise de données 2015 est particulière puisqu'elle a été réalisée après un arrêt prolongé du LHC de presque deux ans. Lors de cette pause, le calorimètre DCal a été installé en caverne après avoir été pré-calibré (*cf.* 5.1.1) ainsi que les tiers de supermodules pour EMCAL et DCal, et de nouveaux modules du TRD ont également été insérés devant EMCAL, modifiant ainsi le budget de matière devant le calorimètre. Ainsi, la calibration des données 2015 a représenté un défi, tant dans le nombre de nouvelles tours à calibrer (ajout de DCal et des tiers de supermodules) et les évolutions attendues pour EMCAL (dus aux modules du TRD), que par la nécessité de réaliser la calibration avant la prise donnée dédiée au programme de physique des ions lourds commençant mi-novembre.

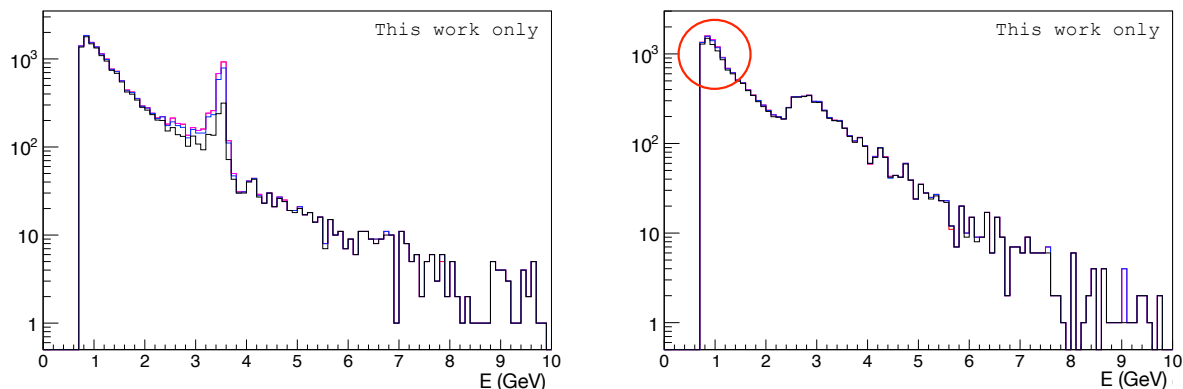


FIGURE 5.8 – Spectre en énergie de la tour en position 0, à gauche, et de celle en position 2, à droite, pour différentes coupures en temps : 300 (magenta), 150 (bleu) et 50 ns (noir).

### 5.3.1 Niveau de calibration de EMCal à la reprise du Run II

La figure 5.9a montre la distribution des masses obtenues par ajustement (qui est la moyenne de la fonction gaussienne),  $m_{\text{reco}}$ , pour EMCal en 2012 avant l'arrêt longue durée et avant calibration en 2015. Chaque entrée de l'histogramme correspond à une tour, ainsi dix entrées présentes dans l'histogramme pour une masse  $m$  correspondent à dix tours pour lesquelles l'ajustement a donné  $m_{\text{reco}} = m$ .

Depuis la calibration en 2012, les hautes tensions des APDs n'ont pas été changées, donc pour EMCal on s'attend à observer pour les quatre supermodules devant lesquels de nouveaux modules du TRD ont été insérés (ce qui cause plus de conversion de photons en paires  $e^+e^-$ , séparées par le champ magnétique) un décalage vers des valeurs plus petites et un élargissement des distributions des  $m_{\text{reco}}$ , et aucun changement pour les six supermodules restants.

Dans les faits, un élargissement des distributions des  $m_{\text{reco}}$  est observé pour tous les supermodules, dont une partie pourrait être expliquée par l'incertitude statistique sur la position de  $m_{\text{reco}}$  (détaillée en section 5.4.1). En ce qui concerne la valeur centrale des distributions des  $m_{\text{reco}}$ , seulement trois des dix supermodules se comportent comme attendu. En effet, un des supermodules devant lequel a été installé un module du TRD présente une valeur moyenne plus élevée qu'en 2012 et les supermodules qui ne devaient subir de changement présentent des valeurs moyennes de  $m_{\text{reco}}$  supérieures ou inférieures à ce qui avait été obtenu à l'issue de la calibration 2012, sans logique apparente.

De plus, la distribution des  $m_{\text{reco}}$  présentée en figure 5.9a avant calibration en 2015 est plus large que celle obtenue après calibration en 2012. Néanmoins, les modifications observées dans le niveau de calibration de EMCal ne mettent pas en danger la qualité de la prise de données, comme le montre la distribution en masse invariante en figure 5.9b, le pic de  $\pi^0$  étant centré à  $m_{\text{PDG}}$  et la largeur du pic étant celle mesurée habituellement. Il a donc été décidé de ne pas changer les coefficients et hautes tensions appliqués à EMCal avant de comprendre l'origine des changements inattendus décrits plus haut.

### 5.3.2 Niveau de calibration pour DCal et les tiers à la reprise du Run II

Les distributions des  $m_{\text{reco}}$  pour DCal et les tiers de supermodules (voir figure 5.10a) apparaissent quant à elles déplacées à haute masse. En moyenne, le gain des tours est trop élevé de 15%.

Ce gain dépend de la température ambiante, et dès lors que les premiers modules de EMCal ont été installés, leurs sondes de température ont pu être utilisées pour la pré-calibration avec

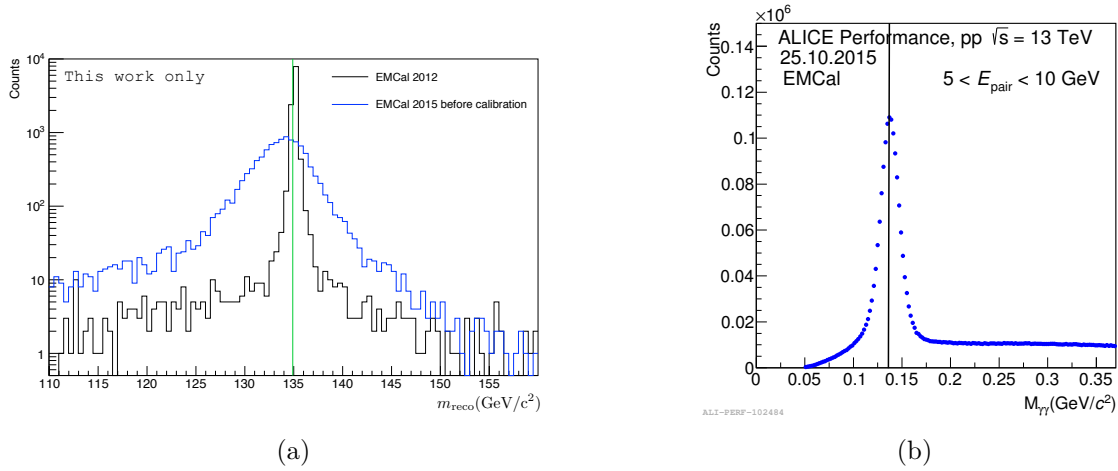


FIGURE 5.9 – (a) Distributions des  $m_{reco}$  obtenues avec ajustement pour EMCAL avant l'arrêt du LHC en 2012 (en noir) et celles pour EMCAL avant la calibration 2015 (en bleu). (b) Distribution en masse invariante pour l'ensemble d'EMCAL pour la prise de données proton-proton en 2015 avant calibration. La ligne noire indique la valeur de  $m_{PDG}$ .

les muons cosmiques pour mieux connaître la température dans la caverne afin d'avoir un gain plus proche de la valeur nominale in situ. Or, la température en caverne dépend de la hauteur à laquelle se situe le détecteur, il a donc été décidé d'utiliser les informations provenant des sondes des supermodules les plus bas de EMCAL pour s'approcher de la température dans la caverne au niveau de DCal. Cependant, la température au niveau de DCal se trouve être inférieure à celle prévue ce qui explique la moitié de la décalibration observée. Ce biais a été corrigé par un changement des hautes tensions, en juillet 2015, avant la prise de données dédiée à la calibration.

La seconde moitié est due à une hausse volontaire du gain cible lors de la pré-calibration pour mieux différencier les muons cosmiques du bruit de fond, et avait déjà été observée au Run I lors de l'installation de EMCAL.

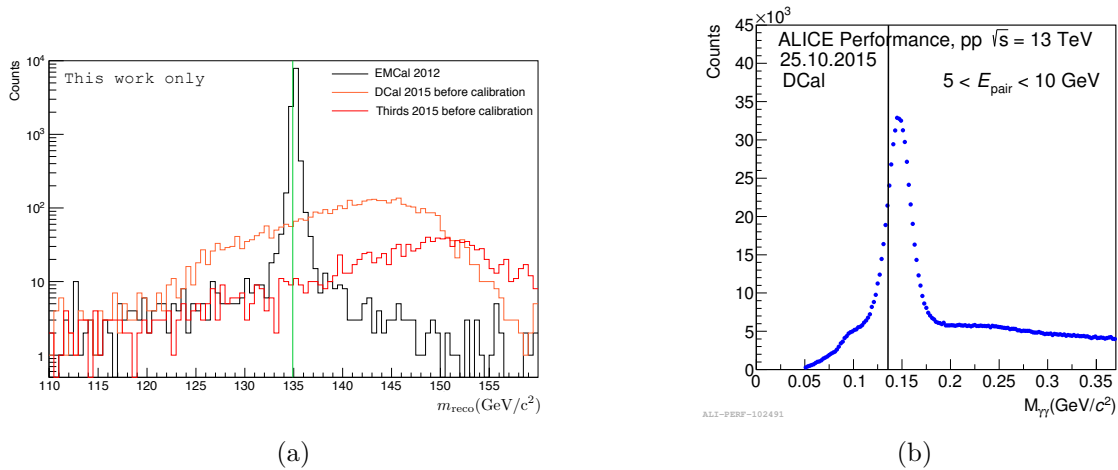


FIGURE 5.10 – (a) Distributions des  $m_{reco}$  obtenues avec ajustement pour EMCAL avant l'arrêt du LHC en 2012 (en noir) et celles pour DCal (en orange) et les tiers de supermodules (en rouge) avant la calibration 2015. (b) Distribution en masse invariante pour l'ensemble de DCal pour la prise de données proton-proton en 2015 avant calibration. La ligne noire représente la valeur de  $m_{PDG}$ .

Étant donné les niveaux de calibration de EMCAL, DCal et des tiers de supermodules, il a été décidé de se concentrer sur DCal et les tiers de supermodules uniquement.

### 5.3.3 Calibration finale

Avant de pouvoir commencer la procédure de calibration finale, il est nécessaire d'identifier les tours qui ne peuvent pas être calibrées afin de ne pas les considérer dans les itérations à venir. Ceci est fait grâce, notamment, aux différentes coupures en temps.

Afin d'obtenir une convergence de l'ajustement des distributions en masse invariante des tours, un nombre important de  $\pi^0$  est nécessaire, comme le montre la figure 5.11 : un nombre minimum de 500  $\pi^0$  est choisi. De même, les tours se situant sur les bords du calorimètre (qui ne sont pas considérées pour les analyses de physique), du fait de leur statistique très faible et de la perte d'une partie des gerbes électromagnétiques dans une partie non instrumentée du détecteur, ne seront également pas calibrées. Les tours bruitées (voir section 5.2), pour lesquelles aucun pic de  $\pi^0$  n'est observé ont été identifiées et ne sont pas calibrées. Enfin, les tours pour lesquelles les pics ont été identifiés comme provenant de  $\pi^0$  et se situant loin de  $m_{PDG}$  (en dessous de 100  $\text{MeV}/c^2$  ou au-dessus de 170  $\text{MeV}/c^2$ ) ont été calibrées séparément pour ne pas affecter de manière importante leurs tours voisines et accélérer le processus de calibration.

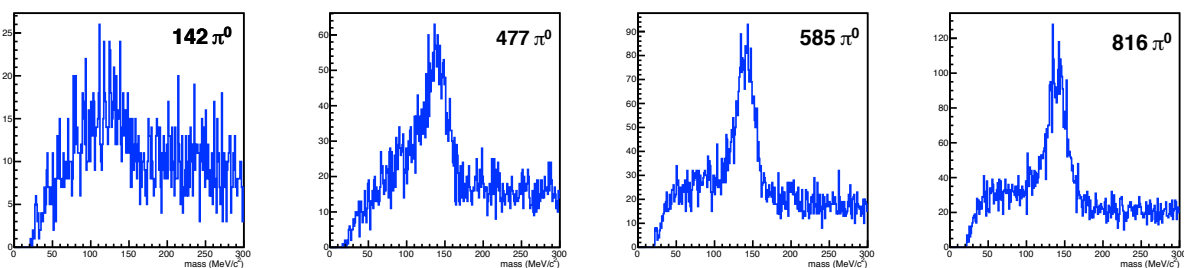


FIGURE 5.11 – Distribution en masse invariante pour quatre tours du calorimètre avec, de gauche à droite, 142  $\pi^0$ , 477  $\pi^0$ , 585  $\pi^0$  et 816  $\pi^0$ .

Le calcul des nouvelles hautes tensions à appliquer a pu être fait après trois itérations de calibration pour la prise de données Pb-Pb. Puis deux itérations supplémentaires ont été réalisées pour parfaire le niveau de calibration. La figure 5.12 présente les distributions des  $m_{reco}$  de EMCal et DCal avant et après la procédure de calibration sur les données 2015. Malgré une pré-calibration initiale loin d'être idéale, DCal présente une distribution des  $m_{reco}$  proche de celle obtenue pour EMCal en 2012 (soit la troisième année de calibration pour EMCal).

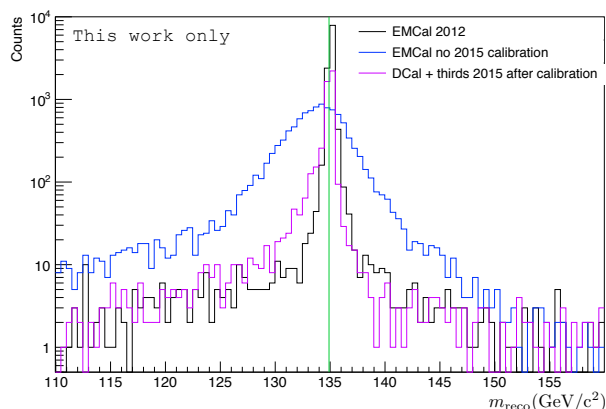


FIGURE 5.12 – Distributions des  $m_{reco}$  obtenues avec ajustement pour EMCal avant l'arrêt du LHC en 2012 (en noir) et celles pour EMCal (en bleu), DCal et les tiers de supermodules (en violet) après la campagne de calibration 2015.

Au total, parmi les 6144 tours de DCal et des tiers de supermodules, 1172 n'ont pas été calibrées,



dont 272 (4,4%) sont des tours où aucun signal n'a été observé, 51 (0,8%) où la statistique collectée n'était pas suffisante et 849 (13,8%) où l'ajustement n'a jamais pu converger malgré les vérifications manuelles. Parmi ces dernières, la majorité correspond à des tours se situant sur les bords des supermodules, qui ne sont pas considérées dans les analyses de physique.

## 5.4 Évaluation de la qualité de la calibration

En 2015, la prise de donnée dédiée à la calibration du calorimètre a permis de récolter le plus important jeu de données depuis le début du LHC ( $622 \times 10^6$  événements sur les périodes LHC15i et LHC15j), permettant ainsi de mener des études quant à la précision pouvant être atteinte pour la calibration in situ, mais également de mettre en évidence d'éventuels biais liés à la méthode utilisée, le but étant de déterminer si le cahier des charges est respecté.

Une décalibration du calorimètre se répercute sur le terme constant  $c$  de l'expression de la résolution en énergie (voir section 4.4.4). La figure 5.13a, montre, en noir, l'évolution de la résolution en énergie en fonction de l'énergie de la particule incidente qui doit être atteinte par le calorimètre selon le cahier des charges [150]. Les courbes en couleurs montrent à partir de la résolution en énergie mesurée sous tests faisceau (en vert), les résolutions atteintes avec des décalibrations additionnelles de 1% (bleu), 2% (magenta) et 3% (rouge).

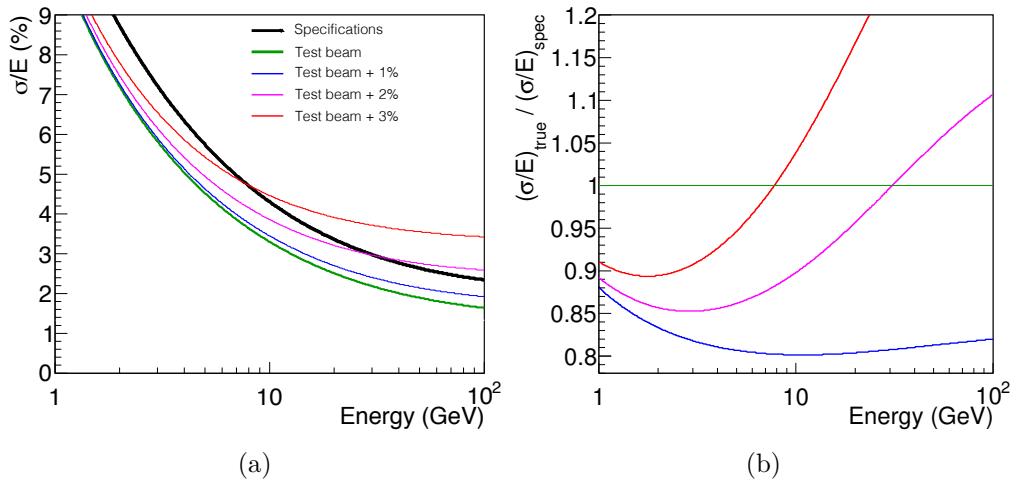


FIGURE 5.13 – (a) Résolution en énergie devant être atteinte selon le cahier des charges (noir), celle atteinte d'après des tests sous faisceau (vert) avec une décalibration additionnelle de 1% (bleu), 2% (magenta), et 3% (rouge). (b) Ratio entre la résolution en énergie du cahier des charges et celles obtenues avec différents niveaux de décalibration.

Il apparaît qu'afin de respecter le cahier des charges, le niveau de décalibration relative du calorimètre ne doit pas excéder 2%, pour des analyses de physique utilisant des clusters d'énergie inférieure à 30 GeV.

On cherche donc à connaître la résolution en énergie due à la décalibration du calorimètre  $\sigma_E^{\text{calib}}$ . Celle-ci peut être mesurée par la largeur de la distribution du rapport de l'énergie des électrons sur leur impulsion  $E/p$ , ou grâce à la largeur du pic en masse invariante du méson  $\eta$  (de par sa largeur naturelle, le pic en masse invariante des  $\pi^0$  n'est pas significativement sensible à une décalibration de l'ordre de quelques pourcents).

Par ailleurs, il est possible d'exprimer la décalibration relative en énergie  $\sigma_E^{\text{calib}}$  en fonction de la largeur de la distribution des  $m_{\text{reco}}$ , obtenue avec la procédure de calibration, pour tenter de vérifier si la qualité de la calibration respecte le cahier des charges (les détails permettant d'obtenir

## 5.4. Évaluation de la qualité de la calibration

cette expression sont donnés en annexe A.2) :

$$\frac{\sigma_E^{\text{calib}}}{E} = 2 \frac{\sigma_{m_{\langle\gamma\gamma\rangle}}}{m_{\text{PDG}}} \quad (5.5)$$

où  $\sigma_{m_{\langle\gamma\gamma\rangle}}$  est la convolution de la largeur des  $m_{\text{reco}}$  mesurée (voir figure 5.12), de l'incertitude statistique et de l'incertitude systématique sur la position de la masse reconstruite.

Dans les sections suivantes, les incertitudes sur la masse reconstruite du  $\pi^0$   $m_{\text{reco}}$  seront détaillées avant d'être comparées aux limites imposées par le cahier des charges afin de juger de la qualité de la calibration.

### 5.4.1 Incertitude statistique

Cette étude a pour but de déterminer l'incertitude sur  $m_{\text{reco}}$  en fonction du nombre de  $\pi^0$  collecté dans les tours du calorimètre.

L'ensemble de la statistique collectée pour la calibration des données 2015 est divisé en deux jeux de données,  $S_1$  et  $S_2$ , ayant une statistique comparable, qui sont choisis de manière équitable dans les deux périodes de prise de données. La procédure de calibration est faite de manière automatique afin d'obtenir des coefficients de calibration pour le premier jeu de données (uniquement pour les tours dont l'ajustement de la masse invariante a passé les critères de sélection) qui sont ensuite appliqués au deuxième jeu.

Pour une tour, la différence relative des masses reconstruites  $m_{\text{reco}}$  des deux jeux de données  $S_1$  et  $S_2$  (appelées  $\mu_1$  et  $\mu_2$  afin de simplifier les notations) est donnée par :

$$\delta_{\mu,rel} = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1} \quad (5.6)$$

La distribution de  $\delta_{\mu,rel}$  sur l'ensemble des tours est représentée sur la figure 5.14 pour deux intervalles de statistique en  $\pi^0$ .

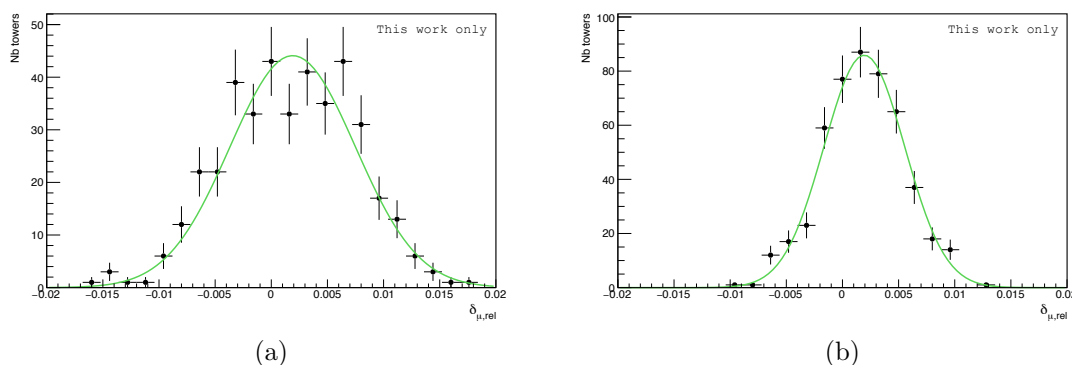


FIGURE 5.14 – Distribution de la différence relative des masses reconstruites  $\delta_{\mu,rel}$  pour un nombre moyen de  $\pi^0$  par tour compris dans les intervalles (a) [915,1430] et (b) [2800,3150].

Chaque distribution  $\delta_{\mu,rel}$  peut être ajustée par une fonction gaussienne dont l'écart-type représente l'incertitude sur la masse invariante reconstruite  $m_{\text{reco}}$  associée au changement de jeu de données qui s'obtient par propagation des incertitudes de l'équation 5.6 et s'exprime sous la forme :

$$\sigma_{\mu,rel}^2 = \frac{\mu_2^2}{\mu_1^2} \left( \frac{\sigma_{\mu_1}^2}{\mu_1^2} + \frac{\sigma_{\mu_2}^2}{\mu_2^2} \right) \quad (5.7)$$

où  $\sigma_{\mu_1}$  et  $\sigma_{\mu_2}$  représentent les incertitudes sur les masses reconstruites  $\mu_1$  et  $\mu_2$  respectivement. Sous l'hypothèse que les  $\sigma_{\mu_i}$  dépendent du nombre de  $\pi^0$  détectés et d'une contribution du bruit

de fond combinatoire, on peut poser :

$$\sigma_{\mu_i}^2 = \left( \frac{\sigma_s}{\sqrt{N_s}} \right)^2 + f_B^2(N_s) \quad (5.8)$$

où  $\sigma_s$  est la largeur du pic de  $\pi^0$  (connue pour être proche de 10 MeV),  $N_s$  le nombre moyen de  $\pi^0$  sur les deux jeux de données et  $f_B^2(N_s)$  permet de rendre compte de l'impact de la forme du bruit de fond sur les  $\sigma_{\mu_i}$ . De ce fait, on obtient :

$$\sigma_{\mu,rel}^2 = \frac{\mu_1^2 + \mu_2^2}{\mu_1^4} \left[ \left( \frac{\sigma_s}{\sqrt{N_s}} \right)^2 + f_B^2(N_s) \right] \quad (5.9)$$

La figure 5.15 montre la dépendance de l'incertitude  $\sigma_{\mu,rel}$  sur la différence relative des masses reconstruite en fonction de la statistique moyenne en  $\pi^0$ . Les trois courbes représentent différentes hypothèses quant à l'impact du bruit de fond combinatoire sur  $\sigma_{\mu,rel}$  : en rouge une dépendance en  $1/\sqrt{N_s}$  qui correspond au cas idéal de  $\pi^0$  sans bruit de fond combinatoire, en bleu (pointillés larges) une contribution constante du bruit de fond et en vert (pointillé) une contribution linéaire. Les valeurs de  $\chi^2$  par degrés de liberté (4,0 pour l'hypothèse de  $\pi^0$  purs, 2,2 pour la contribution constante du bruit de fond et 2,6 pour la contribution linéaire) permettent de conclure que les deux courbes avec une composante de bruit de fond rendent mieux compte de l'évolution  $\sigma_{\mu,rel}$ , sans pouvoir toutefois les différencier (ce qui ne met pas en danger les conclusions faites dans la suite puisque les deux courbes sont très proches l'une de l'autre sur l'intervalle en statistique de  $\pi^0$  d'intérêt pour ce travail).

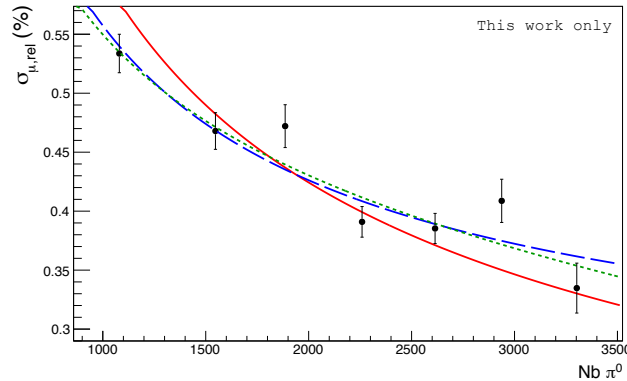


FIGURE 5.15 – Incertitude sur la différence relative des masses reconstruite  $\sigma_{\mu,rel}$  en fonction de la statistique moyenne en  $\pi^0$ . La dépendance est modélisée par trois fonctions représentant les cas où l'incertitude provient du signal seul (ligne pleine rouge), du signal et d'une composante constante du bruit de fond (ligne en pointillé verte) et du signal et d'une composante linéaire du bruit de fond (ligne en pointillé large bleue).

Ainsi, comme attendu, plus la statistique collectée est importante, plus l'incertitude statistique sur  $m_{reco}$  est faible, avec une contribution du bruit de fond combinatoire qui n'est pas négligeable. L'incertitude statistique est inférieure à 0,6% pour l'ensemble des tours calibrées (un minimum de 500  $\pi^0$  est requis), et pour les données collectées en 2015 une majorité de tours présente une incertitude statistique inférieure à 0,3%.

#### 5.4.2 Incertitudes systématiques

Le bruit de fond combinatoire (dont la forme fonctionnelle n'est pas connue) fait partie de l'ajustement, et une mauvaise reproduction de sa forme par la forme fonctionnelle utilisée pour le décrire pourrait induire un biais sur la masse reconstruite obtenue par l'ajustement. L'étude

sur le biais pouvant être induit par la forme du bruit de fond se divise en deux parties : dans un premier temps, on cherchera à montrer l'impact sur la valeur de la masse reconstruite du choix de la forme fonctionnelle reproduisant le bruit de fond et de l'intervalle utilisé pour l'ajustement, pour l'ensemble des tours dont l'ajustement a convergé. Puis les tours dont le  $\chi^2$  de l'ajustement n'est pas satisfaisant seront étudiées.

### Forme fonctionnelle et intervalle d'ajustement

La figure 5.16 montre une distribution en masse invariante pour une tour donnée. On remarque que la forme du bruit de fond n'a pas le même comportement à gauche et à droite du pic de signal des  $\pi^0$ , ce qui n'est pas facilement reproduit avec la forme fonctionnelle utilisée pour le bruit de fond, un polynôme du second degré sur l'intervalle [50,250] GeV/ $c^2$ . Ceci peut mener à un déplacement de la position de la partie gaussienne de l'ajustement et ainsi biaiser la valeur de la masse reconstruite  $m_{reco}$ . Pour tester si ce biais est plus important que la décalibration acceptable, on essaye plusieurs autres formes fonctionnelles pour le bruit de fond et intervalles d'ajustement.

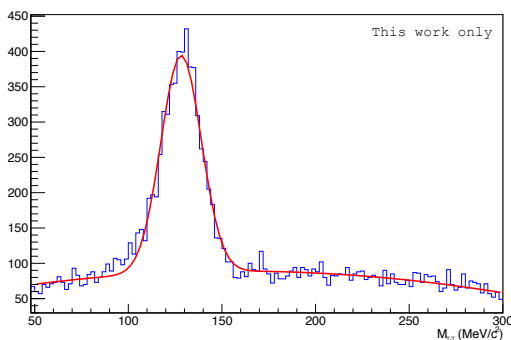


FIGURE 5.16 – Distribution de la masse invariante reconstruite pour une tour donnée.

La figure 5.17 montre le  $\chi^2$  de l'ajustement, à gauche, ainsi que la valeur de la masse reconstruite issue de l'ajustement, à droite, pour les différentes formes fonctionnelles et intervalles en fonction de l'impulsion du  $\pi^0$  pour un supermodule donné. Les différents choix testés permettent de sonder une gamme relativement large quant à la qualité de l'ajustement, donnée par la valeur du  $\chi^2$ . Les valeurs de la masse obtenues pour toutes ces formes fonctionnelles montrent une claire dépendance du  $\chi^2$  de l'ajustement, mais sont toutes comprises dans un intervalle très faible. Cette étude préliminaire permet de dire que l'incertitude sur  $m_{reco}$  due à la forme fonctionnelle utilisée est proche de 1% pour un  $p_T$  compris entre 1 et 2 GeV/ $c$  et diminue jusqu'à 0,1% quand le  $p_T$  augmente.

### Épaulement

Il a été remarqué que certaines tours, situées à des endroits précis des supermodules, présentent une valeur de  $\chi^2$  de l'ajustement de la distribution en masse invariante plus grande que pour la moyenne des tours, comme le montre la figure 5.18 (bandes noires horizontales). En regardant la distribution en masse invariante des tours concernées, on remarque que l'augmentation du  $\chi^2$  est due à la présence d'un épaulement entre 100 et 120 GeV/ $c^2$  (voir figure 5.19) dont l'origine n'est, à ce jour, pas comprise.

On cherche donc à savoir quel est l'impact de cet épaulement sur la valeur de la masse reconstruite issue de l'ajustement.

Pour ce faire, l'épaulement est caractérisé (les détails sont donnés en annexe A.3) afin d'être reproduit puis appliqué à un groupe de tours "saines" (tours des zones claires sur la figure 5.18). La différence relative des masses reconstruites  $\delta_{\mu,rel}$  avant et après application de l'épaulement aux tours saines est présentée en figure 5.20.

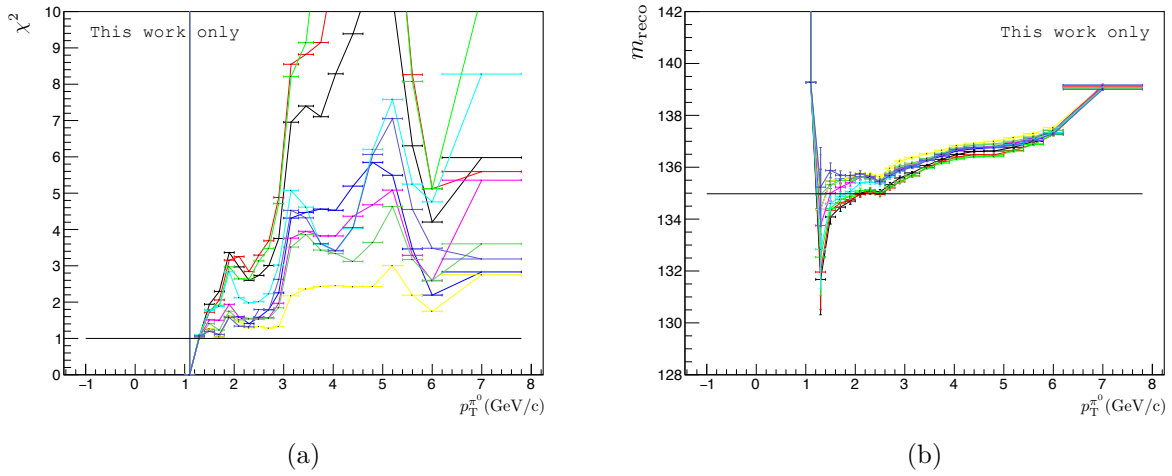


FIGURE 5.17 – Valeurs du  $\chi^2$  de l'ajustement (a) et de  $m_{reco}$  (b) en fonction de l'impulsion transverse du  $\pi^0$  pour différentes formes fonctionnelles pour le bruit de fond et intervalles d'ajustement.

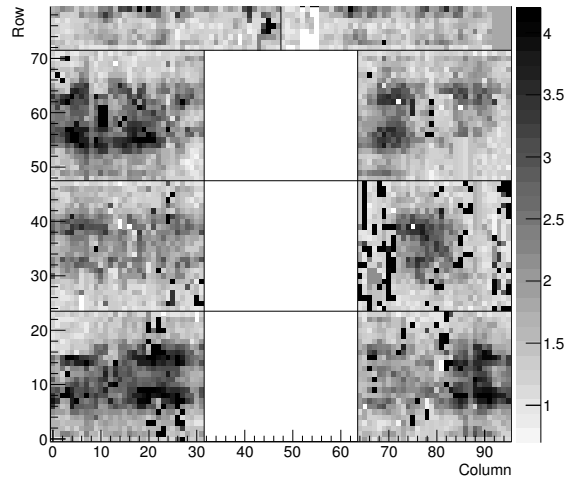


FIGURE 5.18 – Représentation spatiale de DCAL montrant la valeur du  $\chi^2$  de l'ajustement pour chaque tour de DCAL.

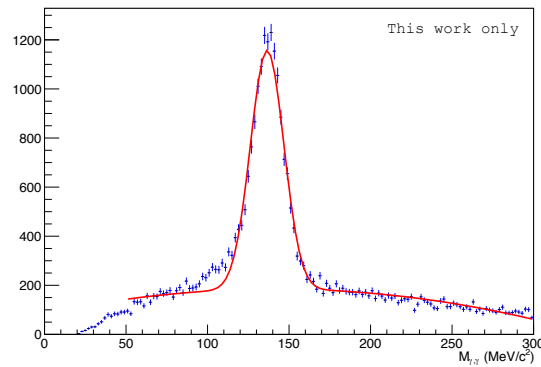


FIGURE 5.19 – Distribution de la masse invariante reconstruite pour une tour donnée présentant un épaulement à gauche du pic de  $\pi^0$  entre 100 et 120  $\text{MeV}/c^2$ .

La distribution de  $\delta_{\mu,rel}$  est piquée autour de  $-0,7\%$ , mais un nombre important de tours présentent des écarts pouvant aller jusqu'à plus de  $-3\%$ , c'est-à-dire un décalage de 5 MeV sur  $m_{reco}$ . Ainsi, pour un peu moins de 20% du calorimètre, un biais important est observé sur la valeur de la masse reconstruite.

Étant donné que la présence de l'épaulement induit un biais sur la masse reconstruite des tours plus important que l'incertitude statistique sur  $m_{reco}$ , il sera nécessaire de le corriger dans les années à venir, ce qui ne sera pas trivial. En effet, la figure 5.18, montre que les tours qui présentent un épaulement, bien que localisées préférentiellement dans certaines zones des supermodules, ne sont pas identifiables de façon évidente individuellement. De plus, le biais observé varie entre 0,3% et plus de 3%, il n'est donc à première vue pas possible d'appliquer un simple facteur correctif sur un ensemble de tours désignées comme étant à corriger.

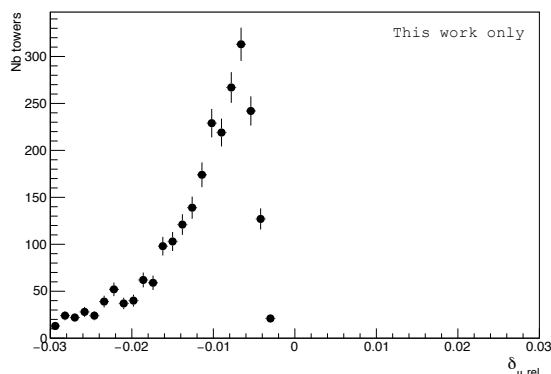


FIGURE 5.20 – Distribution de la différence relative des masses reconstruites  $\delta_{\mu,rel}$  avant et après ajout de l'épaulement aux tours saines.

Afin de comparer les incertitudes sur la masse reconstruite des  $\pi^0$  avec le cahier des charges de manière conservative, il est décidé ici de tenir compte de la présence d'un épaulement sur certaines tours du calorimètre. L'incertitude sur  $\delta_{\mu,rel}$  est estimée de manière arbitraire, puisque la distribution n'est pas gaussienne, en définissant deux bornes  $\delta_{\mu,rel}^{\min}$  et  $\delta_{\mu,rel}^{\max}$  entre lesquelles sont compris 68% de la distribution. La borne supérieure  $\delta_{\mu,rel}^{\max}$  est choisie comme étant le premier intervalle non nul de la distribution soit  $\delta_{\mu,rel}^{\max} = 0,3\%$ , on obtient alors  $\delta_{\mu,rel}^{\min} = 1,5\%$ , ce qui mène à une incertitude sur la position du pic de 0,6%.

### 5.4.3 Comparaison avec le cahier des charges

En résumé, quatre sources d'incertitude sur la masse reconstruite du  $\pi^0$  sont à prendre en compte pour quantifier la décalibration additionnelle en énergie due à la calibration du calorimètre :

- le niveau de calibration relative du calorimètre, qui est déterminé avec la largeur de la distribution des  $m_{reco}$  pour l'ensemble des tours obtenue après la procédure de calibration, qui est présentée sur la figure 5.21. L'incertitude associée sur  $m_{reco}$  est  $\sigma_{m_{reco}} = 0,17\%$ .
- l'incertitude due à la statistique collectée dans chacune des tours. En moyenne, dans le jeu de données utilisé pour la calibration, le nombre de  $\pi^0$  reconstruits dans une tour est de 2450. L'incertitude statistique associée est trouvée à l'aide de la figure 5.15 en prenant la moyenne de l'incertitude estimée par la courbe bleue et la courbe verte. L'incertitude associée à la statistique collectée est de 0,40%.
- la reproduction de la forme du bruit de fond testé avec différentes formes fonctionnelles. Une incertitude maximale de 1% a été trouvée (voir figure 5.17).
- la présence d'un épaulement à gauche du pic de  $\pi^0$  pour environ 20% des calorimètres. L'incertitude sur la masse reconstruite a été estimée à 0,6%.

Ces incertitudes sont sommées en quadrature afin d'obtenir l'incertitude totale sur la masse reconstruite qui s'élève à :

$$\frac{\sigma_{m_{\langle\gamma\gamma\rangle}}}{m_{\text{PDG}}} = 1,24\% \quad (5.10)$$

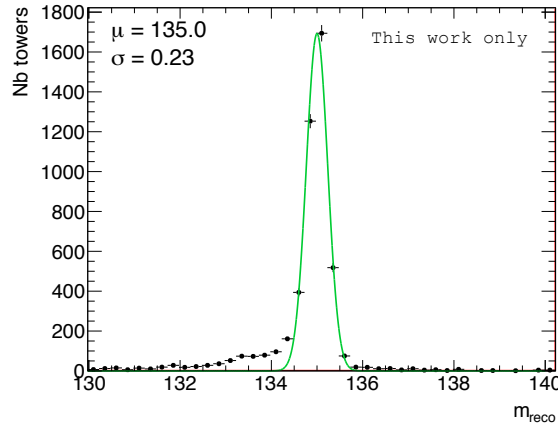


FIGURE 5.21 – *Distribution des masses reconstruites  $m_{reco}$  de l'ensemble des tours des calorimètres obtenue après calibration des données 2015, ajustée par une fonction gaussienne.*

De ce fait, la résolution en énergie est affectée d'un terme additionnel maximal

$$\frac{\sigma_E^{\text{calib}}}{E} = 2 \frac{\sigma_{m_{\langle\gamma\gamma\rangle}}}{m_{\text{PDG}}} \approx 2,5\% \quad (5.11)$$

Il a été montré avec la figure 5.13, que la décalibration additionnelle acceptable pour respecter le cahier des charges est de 2%. Ainsi, étant donnée la limite maximale trouvée, la précision actuellement atteinte avec la calibration en énergie est très proche des exigences du cahier des charges.

## 5.5 Perspectives

L'analyse des tours dites à problèmes est l'activité la plus chronophage de la procédure de calibration, et les effectifs dédiés à la calibration en énergie sont limités. Il est donc nécessaire d'optimiser les méthodes en place pour réduire le temps de prise de données et celui nécessaire à l'analyse de ces tours et ainsi de pouvoir délivrer des coefficients de calibration finaux le plus rapidement possible.

Les tours problématiques peuvent être réparties en deux catégories :

- Aucun pic de  $\pi^0$  n'est observé
- Le pic observé n'est pas clairement identifié comme provenant de  $\pi^0$

Dans le premier cas, il se peut que la tour soit bruitée, il est alors nécessaire de la masquer (voir section 5.2.1). Il est également possible que la statistique collectée dans la tour ne permette pas d'avoir un rapport signal sur bruit suffisant pour observer les  $\pi^0$ , et une solution consiste à augmenter la statistique en optimisant la prise de donnée.

Dans le deuxième cas, le pic peut se trouver à basse masse et on peut se demander si le pic est dû à des  $\pi^0$  ou à du bruit électronique. L'étude avec les coupures en temps permet alors de savoir s'il s'agit de  $\pi^0$  ou non. Il peut aussi s'avérer que la forme de la distribution en masse invariante soit inhabituelle (plusieurs cas de figure sont présentés en figure 5.22), et dans ce cas des études plus élaborées sont nécessaires.

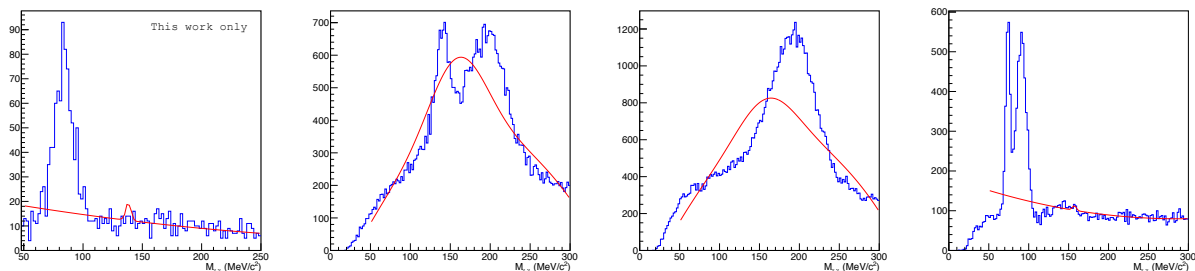


FIGURE 5.22 – Exemples de distributions en masse invariante pour des tours problématiques.

### 5.5.1 Optimisation de la prise de données

La prise de données réalisée pour la calibration ne peut pas être utilisée pour les analyses de physique, notamment en raison du niveau de déclenchement utilisé. Il n'est donc pas envisageable d'allonger cette prise de données, mais il est possible de l'optimiser.

Étant donné que la plupart des tours manquant de statistique se situent sur les bords des calorimètres, il est possible d'utiliser un système de déclenchement dans lequel les tours centrales de supermodule sont masquées, ce qui permet d'augmenter la statistique collectée sur les bords par rapport au centre du supermodule pour un même temps de prise de données et permet ainsi d'augmenter le rapport signal sur bruit et donc de pouvoir calibrer les tours se situant sur les bords.

D'autre part, jusqu'à présent, il était imposé que les deux clusters considérés pour le calcul de la masse invariante se trouvent dans le même supermodule afin d'éviter un biais sur la masse invariante à cause de l'alignement relatif des supermodules (biais sur l'angle  $\theta_{12}$ ), ce qui a pour effet de réduire drastiquement la statistique collectée dans les tours se trouvant sur les bords des supermodules. Cependant, si l'alignement des supermodules est correctement reproduit par le code de reconstruction d'ALICE, cette coupure ne devrait pas être nécessaire.

Deux études ont été réalisées pour tester l'effet d'une nouvelle configuration de déclenchement ainsi que d'autoriser les deux clusters à être dans des supermodules différents.

#### Nouveau système de déclenchement

La nouvelle configuration du système de déclenchement exclut les tours centrales de la prise de données. La figure 5.23 présente le rapport de la statistique accumulée dans chaque tour entre la configuration de système de déclenchement usuelle et la nouvelle qui exclut les tours centrales. On observe que la mise en place de cette nouvelle configuration de système de déclenchement permet de réduire la différence de statistique accumulée entre les tours des bords et celles du centre d'un facteur deux environ.

Il est cependant nécessaire de vérifier que l'utilisation de cette nouvelle configuration de système de déclenchement n'induit pas de biais sur la masse reconstruite des tours. Pour ce faire, deux jeux de données sont construits, l'un provenant des données récoltées avec la configuration standard ( $S_1$ ), et le second avec la nouvelle configuration ( $S_2$ ). La différence relative des masses reconstruites  $\mu_1$  et  $\mu_2$  des deux jeux de données,  $\delta_{\mu,rel}$ , permet de savoir si un biais sur la masse reconstruite est introduit par la nouvelle configuration de système de déclenchement.

La figure 5.24 montre la distribution  $\delta_{\mu,rel}$  obtenue à partir de tours des bords ayant passé des coupures de qualité. L'ajustement gaussien de la distribution donne  $\mu = (0,12 \pm 0,04) \%$  et  $\sigma = (1,02 \pm 0,03) \%$ . L'incertitude statistique sur  $\delta_{\mu,rel}$ , en prenant compte de la statistique des jeux de données  $S_1$  et  $S_2$ , trouvée avec l'étude précédente, est proche de 0,8%. Ainsi le biais observé est inférieur à l'incertitude statistique attendue, ce qui signifie que la nouvelle configuration peut être utilisée sans introduire de biais sur la masse reconstruite.

Cependant la largeur de la distribution de  $\delta_{\mu,rel}$  est légèrement plus importante que ce que l'on pouvait attendre de l'étude précédente sur l'incertitude statistique. On vérifie donc comment les



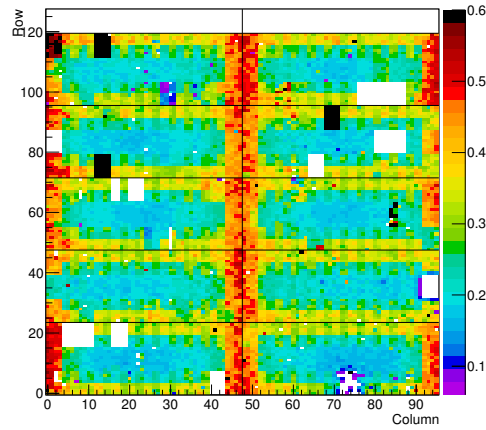


FIGURE 5.23 – Représentation spatiale de EMCAL donnant le rapport du nombre de  $\pi^0$  par tour avec et sans l'utilisation de la nouvelle configuration de système de déclenchement.

tours pour lesquelles la valeur de  $\delta_{\mu,rel}$  n'est pas dans l'intervalle  $[\delta_{\mu,rel} - \sigma_{\mu,rel}; \delta_{\mu,rel} + \sigma_{\mu,rel}]$  et celles pour lesquelles  $\delta_{\mu,rel}$  est dans cet intervalle sont réparties spatialement au sein d'un supermodule pour s'assurer de l'absence de biais. Il a été observé qu'il n'y a pas de zone de EMCAL et DCAL favorisée quant à l'appartenance de la valeur de  $\delta_{\mu,rel}$  à l'intervalle de confiance.

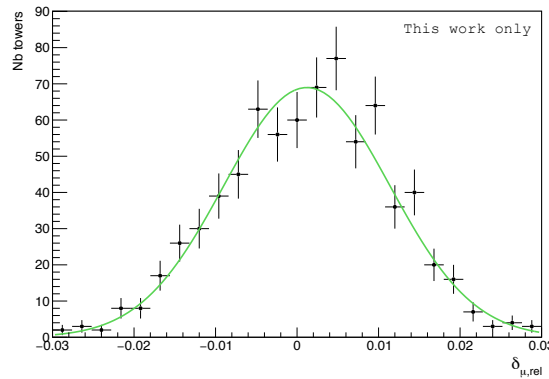


FIGURE 5.24 – Distribution de la différence relative des masses reconstruites  $\delta_{\mu,rel}$  avec et sans l'utilisation de la nouvelle configuration de système de déclenchement.

On peut donc en déduire que la nouvelle configuration de système de déclenchement peut être utilisée pour la calibration des données 2015 ainsi que dans les années à venir afin de peupler d'avantage les tours se trouvant sur les bords du calorimètre.

### Alignement des supermodules

La coupure imposant que la paire de clusters soit dans le même supermodule, qui est la cause de la faible statistique de certains bords de supermodules, a été mise en place pour éviter tout biais dans le calcul de la masse reconstruite de deux clusters. En effet, si les supermodules dans lesquels se situent les deux clusters considérés ne sont pas parfaitement alignés, la valeur de l'angle de décroissance  $\theta_{12}$  ne sera pas correcte et un biais sera introduit dans le calcul de la masse reconstruite  $m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12})}$ .

Supprimer cette contrainte permettrait de réduire la différence de statistique accumulée entre les tours des bords et celles du centre d'un facteur deux, comme le montre la figure 5.25, qui présente le rapport des taux de comptage dans chaque tour de EMCAL avec et sans la contrainte.

Pour tenir compte du fait que les supermodules ne sont pas parfaitement alignés, les données

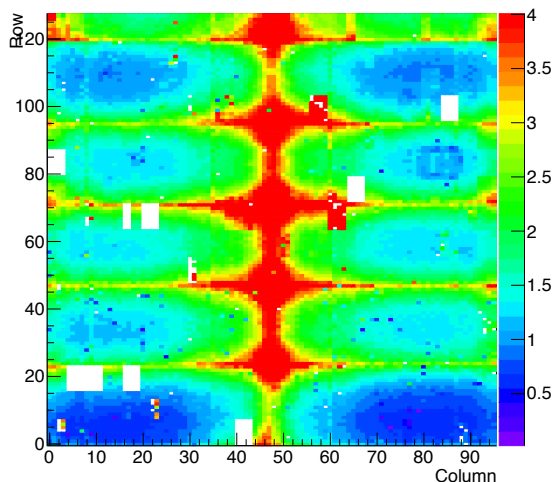


FIGURE 5.25 – Représentation spatiale de EMCal donnant le rapport du nombre de  $\pi^0$  par tour avec et sans la coupure imposant que la paire de clusters soit dans le même supermodule.

reconstruites sont corrigées de manière *offline* par des matrices d’alignement. Si ces dernières corrigent correctement le mauvais alignement des supermodules, alors il est possible de ne plus imposer que les deux photons utilisés pour le calcul de la masse invariante soient dans le même supermodule.

Afin de savoir si cela est possible, la distribution de la différence relative des masses reconstruites  $\delta_{\mu,rel}$  de deux jeux de données est étudiée : un ensemble où les deux clusters utilisés pour reconstruire la masse invariante sont dans le même supermodule, et un où les deux clusters sont dans deux supermodules différents. De plus, contrairement aux études précédentes, EMCal et DCal seront analysés séparément puisque la connaissance de l’alignement des supermodules est supposé meilleur pour EMCal que pour DCal, étant donné que le détecteur est opérationnel depuis plus longtemps.

La figure 5.26 montre la distribution de  $\delta_{\mu,rel}$  pour EMCal, à gauche, et DCal, à droite. Pour EMCal, aucun biais dû à un désalignement résiduel des supermodules n’est observé. Cependant pour DCal, en dépit de la statistique limitée, il est possible de voir un clair biais sur la différence relative des masses reconstruites  $\delta_{\mu,rel}$ . Le biais de l’ordre de 2% deviendrait l’incertitude principale sur  $m_{reco}$  et la décalibration additionnelle dépasserait le cahier des charges, il n’est donc pas possible de s’affranchir de la coupure imposant que les deux clusters considérés pour le calcul de la masse invariante soient dans le même supermodule.

Néanmoins, un travail sur la simulation de l’alignement des supermodules de DCal pourra permettre de reconsidérer cette étude et potentiellement de ne plus avoir à s’imposer que la paire de photons soit dans le même supermodule.

### 5.5.2 Stabilité des détecteurs

Certaines distributions en masse invariante présentent une structure avec deux pics rapprochés dont l’un est généralement situé vers la masse vraie du  $\pi^0$ ,  $m_{PDG}$ , et le second généralement à plus haute masse.

Afin de savoir si les deux pics proviennent de signal physique, la distribution en masse invariante a été étudiée pour différentes coupures en temps qui permettent de discriminer les  $\pi^0$  du bruit. La figure 5.27 montre la distribution en masse invariante pour une tour donnée avec différentes coupures en temps appliquée lors de la reconstruction des masses invariantes. Aucun changement entre les différentes coupures en temps n’est observé (les différentes courbes se superposent) laissant à penser que la forme proéminente du fond à haute masse n’est pas due à du bruit décorréolé. De plus, la forme du pic à haute masse ressemble fortement à celui d’une tour pour laquelle le gain appliqué

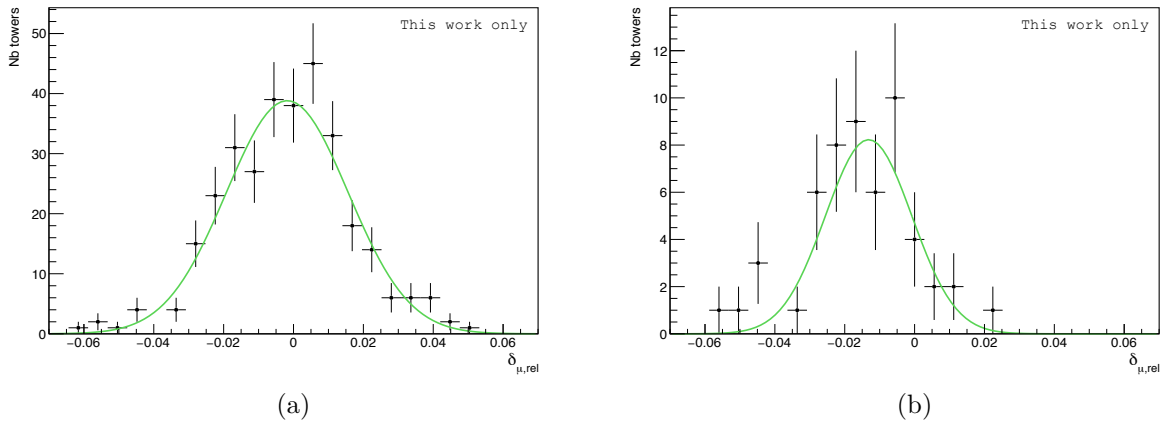


FIGURE 5.26 – Distribution de la différence relative des masses reconstruites  $\delta_{\mu,rel}$  avec et sans la coupure imposant que la paire de clusters soit dans le même supermodule pour (a) EMCAL et (b) DCal.

serait trop élevé. Cette observation a mené à la supposition que le gain des tours pouvait osciller dans le temps.

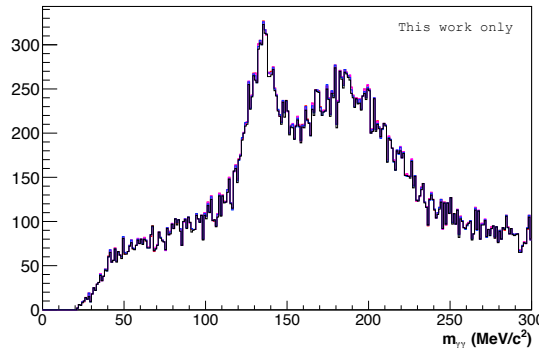


FIGURE 5.27 – Distribution de la masse invariante reconstruite pour une tour donnée pouvant présenter une oscillation du gain appliqué à son APD.

Afin de vérifier cette hypothèse, les distributions en masse invariante des tours présentant des structures à double pic ont été étudiées run par run. La figure 5.28 présente la distribution en masse invariante pour une tour donnée pour deux runs différents. Les deux pics observés sur la distribution totale sont clairement visibles dans l'un et l'autre run, ce qui semble confirmer que le gain d'une tour peut osciller dans le temps.

Sur l'ensemble des tours étudiées, aucune tendance n'a été trouvée, le gain semble osciller sans logique apparente, mais des études sont encore en cours pour comprendre ce phénomène.

D'autres études sont également en cours afin de tester la stabilité du calorimètre, notamment la stabilité du système LED (voir section 4.3.2) et l'évolution temporelle du bruit électronique et de la diaphonie.

### 5.5.3 Étiquetage des tours problématiques

Les observations des sections précédentes montrent la nécessité d'étiqueter les tours problématiques pour être capable d'avoir une procédure de calibration efficace et le moins chronophage possible.

La première étape consistera à étudier, lors de la première itération, les tours n'ayant pas passé

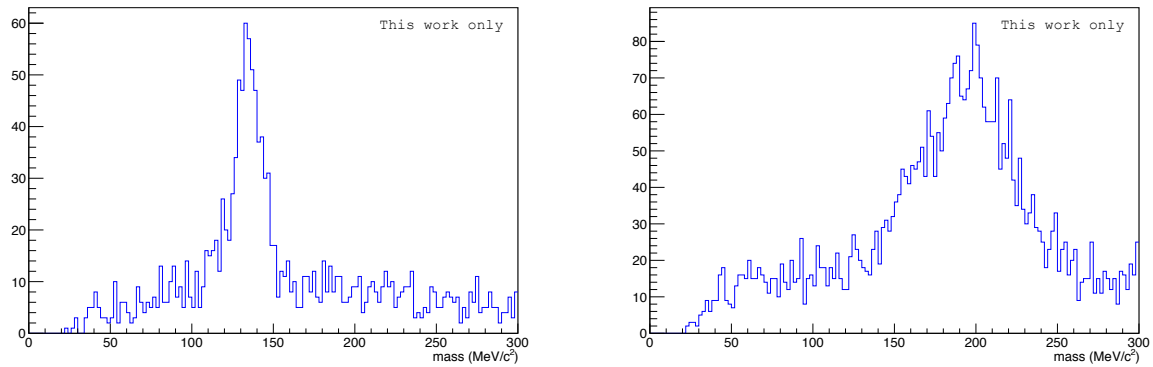


FIGURE 5.28 – Distributions en masse invariante pour une tour donnée pour deux runs de prise de donnée (gauche et droite) dont le pic de  $\pi^0$  change de valeur centrale. La tour choisie est identique à celle dont la distribution en  $m_{\gamma\gamma}$  présentée en figure 5.27.

les critères de sélection avec différentes coupures en temps pour discriminer les tours où des  $\pi^0$  sont observés, qui peuvent et doivent être calibrées, des autres tours qui ne seront plus considérées pour les itérations suivantes.

Par ailleurs, une base de données dans laquelle les informations relatives à chacune des tours problématiques sont stockées commence à être mise en place. Celle-ci permet de centraliser les informations issues de nombreuses années de calibration et de prendre des décisions plus rapidement pour les années à venir, mais pourra également devenir un outil utile pour mutualiser les informations provenant des différents groupes de travail dédiés au traitement du calorimètre (calibration en temps, calibration en température et qualité des données).



## Troisième partie

# Étude de la fonction de fragmentation des partons par l'analyse des corrélations $\gamma$ -hadron



# 6 | Analyse des corrélations $\gamma$ -hadron en collisions proton-proton

## Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Sélection des données</b>	<b>112</b>
6.1.1	Sélection des runs	112
6.1.2	Sélection des particules neutres	112
6.1.3	Sélection des particules chargées	114
<b>6.2</b>	<b>Simulations Monte-Carlo</b>	<b>116</b>
<b>6.3</b>	<b>Discrimination entre photons et <math>\pi^0</math></b>	<b>118</b>
6.3.1	Bruit de fond des photons directs	118
6.3.2	Forme du cluster	118
6.3.3	Isolation	121
<b>6.4</b>	<b>Étude de la pureté</b>	<b>125</b>
6.4.1	Espace des phases	125
6.4.2	Méthode	127
6.4.3	Pureté corrigée avec MC- $JJ : \mathbb{P}_2$	131
6.4.4	Pureté corrigée avec MC- $GJ+JJ : \mathbb{P}_3$	138
6.4.5	Comparaison des résultats	139
<b>6.5</b>	<b>Distributions en <math>x_E</math></b>	<b>140</b>
6.5.1	Hypothèses simplificatrices	142
6.5.2	Distribution en $x_E$ des $\pi^0$	149
6.5.3	Distribution en $x_E$ des photons directs	149
<b>6.6</b>	<b>Études systématiques</b>	<b>151</b>
6.6.1	Pureté	152
6.6.2	Distribution en $x_E$ des $\pi^0$	157
6.6.3	Distribution en $x_E$ des photons directs	158
<b>6.7</b>	<b>Discussion des résultats</b>	<b>158</b>

---

L'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron en collisions proton-proton est la première étape vers l'étude de la modification de la fonction de fragmentation en collisions d'ions lourds et de sa sensibilité aux effets nucléaires froids. Les corrélations  $\pi^0$ -hadron, qui doivent être mesurées afin d'obtenir la distribution en  $x_E$  pour des photons directs, possèdent aussi leur propre intérêt pour l'étude de la modification de la fonction de fragmentation et seront également montrées.

Ce chapitre présente l'analyse réalisée lors de cette thèse. Dans un premier temps, les données et les simulations Monte-Carlo utilisées seront introduites, suivies de l'identification des photons directs (pour les corrélations  $\gamma$ -hadron) et des  $\pi^0$  (pour les corrélations  $\pi^0$ -hadron et  $\gamma$ -hadron).



Puis, l'estimation de la pureté des photons directs obtenue dans l'échantillon sélectionné sera montrée. Enfin, les distributions en  $x_E$  pour les  $\pi^0$  puis pour les photons directs seront présentées avant de détailler les études systématiques réalisées sur la pureté et les distributions en  $x_E$ . En dernier lieu, les résultats seront comparés à des prédictions théoriques.

## 6.1 Sélection des données

Les données utilisées proviennent de la prise de données enregistrée en collisions proton-proton à  $\sqrt{s}=7$  TeV, et collectées en 2011 avec le système de déclenchement L0 du calorimètre EMCal, qui représente le seul lot de données (disponible au début de cette thèse) ayant la statistique requise afin de réaliser l'analyse des corrélations photon-hadron. Les données sont divisées en deux périodes, LHC11c et LHC11d, avec deux seuils de déclenchement sur l'énergie déposée dans le calorimètre : 4 GeV pour la première partie de LHC11c et 5,5 GeV pour la seconde partie de LHC11c et pour LHC11d.

### 6.1.1 Sélection des runs

Afin d'obtenir la liste des runs qui seront utilisés pour l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron, une analyse de qualité a été réalisée sur l'ensemble des runs des périodes LHC11c et LHC11d. Parmi les observables utilisées pour établir la qualité des données citons la distribution en  $p_T$  des traces et des clusters, ou encore leur distribution en  $\eta$  et  $\varphi$ . L'analyse de la qualité des données, dont les détails peuvent être trouvés en [182] a mené à la liste de runs satisfaisants suivante :

- LHC11c,  $E_{\text{threshold}}^{\text{trigger}} = 4$  GeV (1,0 millions d'événements) : 153223, 153232, 153296, 153362, 153369, 153371, 153373, 153533, 153536, 153539, 153541, 153542, 153544, 153548, 153552, 153558, 153560, 153566 ;
- LHC11c,  $E_{\text{threshold}}^{\text{trigger}} = 5,5$  GeV (2,2 millions d'événements) : 154126, 154130, 154132, 154136, 154141, 154143, 154207, 154211, 154219, 154221, 154222, 154252, 154257, 154261, 154266, 154269, 154273, 154281, 154283, 154286, 154289, 154382, 154383, 154385, 154478, 154480, 154483, 154485, 154495, 154763, 154773, 154780, 154783, 154786, 154787, 154789, 154793, 154796, 154808 ;
- LHC11d,  $E_{\text{threshold}}^{\text{trigger}} = 5,5$  GeV (2,4 millions d'événements) : 156889, 156891, 156896, 157203, 157220, 157227, 157257, 157261, 157262, 157277, 157475, 157496, 157560, 157562, 157567, 157569, 157818, 157819, 157975, 157976, 158086, 158112, 158115, 158118, 158192, 158196, 158200, 158201, 158285, 158287, 158288, 158293, 158301, 158303, 158304, 159254, 159538, 159581, 159582.

De plus, une coupure sur la position en  $z$  (le long de l'axe du faisceau) du vertex primaire est appliquée :  $|V_z| < 10$  cm, et les informations provenant du SPD sont utilisées pour éviter les événements provenant de l'empilement (pile-up).

### 6.1.2 Sélection des particules neutres

Les clusters de EMCal sont reconstruits avec l'algorithme de clusterisation V1 (voir section 4.4.3 pour plus de détails) avec une énergie minimale pour la cellule la plus énergétique du cluster  $E_{\text{seed}} > 300$  MeV, et pour chacune des autres cellules  $E_{\text{cell}} > 50$  MeV, afin d'éviter la contribution de signal non physique. Les signaux provenant du croisement d'autres paquets de protons sont supprimés à l'aide d'une coupure en temps sur chaque cellule (voir section 4.4.1) :  $t \in [-25, 20]$  ns.

Afin de s'assurer que les clusters reconstruits proviennent bien de particules neutres, il est nécessaire d'appliquer un véto sur les clusters de EMCal appariés à une trace reconstruite par l'ITS ou/et la TPC.

L'appariement (ou track-matching) se fait en trois étapes :

- L'ensemble des traces reconstruites par l'ITS et la TPC est propagé jusqu'à la surface de EMCal et la position en  $(\eta, \varphi)$  de chaque trace dans cette surface est calculée ;
- Les distances en  $\eta$  et  $\varphi$  entre la tour associée à la trace et le centroïde du cluster le plus proche, appelée  $d\eta$  et  $d\varphi$  respectivement, sont calculées.
- Les distributions des variables  $d\eta$  et  $d\varphi$  sont ajustées afin d'obtenir leurs écarts type  $\sigma_\eta$  et  $\sigma_\varphi$ .

Un cluster est associé à une trace chargée si  $d\eta$  et  $d\varphi$  sont inférieurs à  $3\sigma_\eta$  et  $3\sigma_\varphi$ , respectivement, et n'est alors plus considéré comme une particule trigger (particule de référence pour les corrélations, voir section 2.6.2) potentielle. L'étude des distributions en  $d\eta$  et  $d\varphi$  indiquent que les coupures à appliquer sont :  $d\eta < 0,025$  et  $d\varphi < 0,030$ .

Certaines tours du calorimètre peuvent être inutilisables lors de la prise de données soit parce qu'elles ne donnent aucun signal (tour morte), soit parce qu'elles possèdent un bruit intrinsèque. Pour éviter tout biais dans la reconstruction des clusters, les cellules sont considérées uniquement si elles se situent à au moins deux tours, en  $\eta$  et/ou en  $\varphi$ , d'une tour déclarée morte ou bruitée. Le cluster doit également comporter plus de deux cellules ( $n_{\text{cells}} > 2$ ) afin de limiter la contribution de signaux non physique.

Enfin, des clusters de grande énergie possédant un nombre faible de cellules sont observés dans le calorimètre. La contribution de ces clusters dits exotiques peut être supprimée à l'aide d'une coupure sur leur forme (voir équation 4.10) :  $\lambda_0^2 > 0,1$ .

Cette coupure permettant de supprimer les clusters exotiques est complétée par un critère supplémentaire sur la distribution en énergie du cluster autour de sa tour centrale :

$$1 - \frac{E_{\text{cross}}}{E_{\text{cell}}} > 0,97 \quad (6.1)$$

où  $E_{\text{cross}}$  est l'énergie totale des quatre tours se trouvant de part et d'autre en  $\eta$  et  $\varphi$  de la tour centrale. Les distributions du nombre de cellules par cluster en fonction de l'énergie du cluster, présentées en figure 6.1, permettent de montrer que cette dernière coupure élimine une large partie des clusters avec un faible nombre de cellules le constituant.

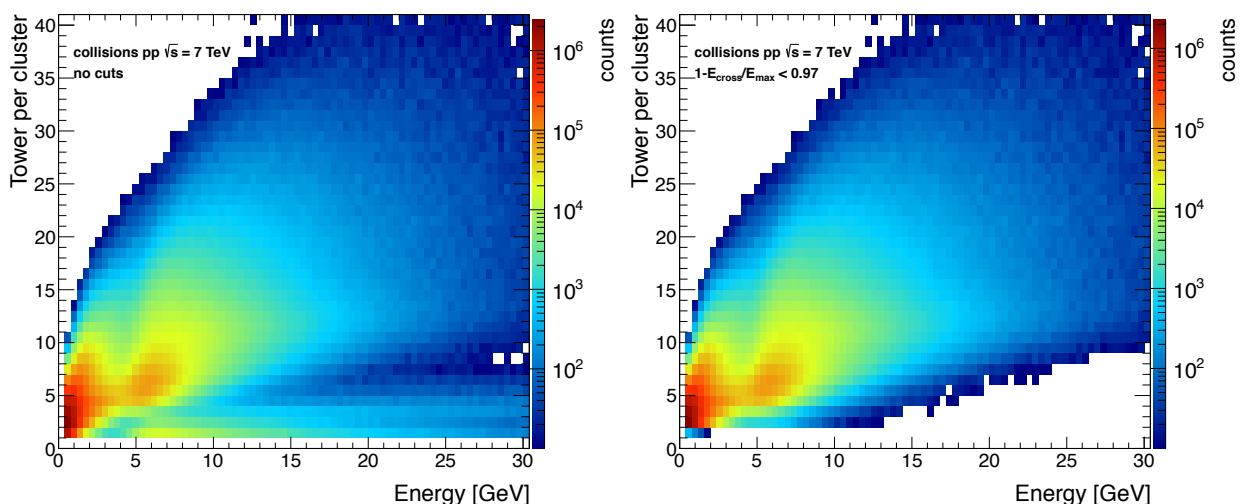


FIGURE 6.1 – Nombre de cellules par cluster en fonction de l'énergie du cluster avant (gauche) et après (droite) application de la coupure de l'équation 6.1 sur la distribution en énergie du cluster autour de sa tour centrale.

La figure 6.2 montre la distribution en  $p_T$  des clusters reconstruits par EMCal avant et après application des coupures détaillées ci-dessus pour la période LHC11d. L'effet du système de déclenchement  $y$  est visible autour de 5 GeV. Pour éviter tout biais dans la mesure provenant

de cet effet de seuil, il est décidé de ne considérer que des clusters avec  $p_T > 8 \text{ GeV}/c$  pour la particule trigger. Par ailleurs, la statistique chutant rapidement avec le  $p_T$ , une limite supérieure à  $25 \text{ GeV}/c$  est posée pour cette analyse.

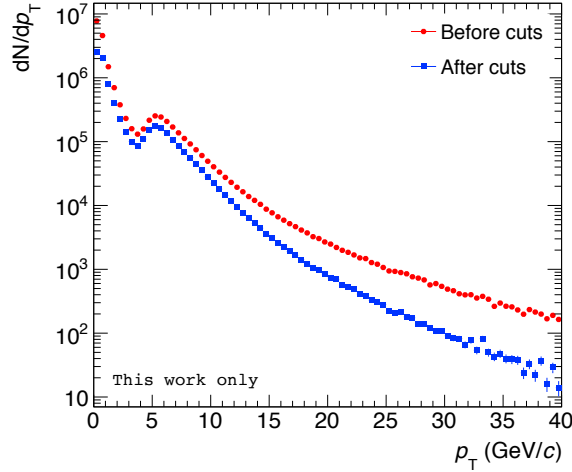


FIGURE 6.2 – Distribution en  $p_T$  des clusters avant (ronds rouges) et après (carrés bleus) application des coupures de sélection.

Finalement, des coupures d'acceptance sont appliquées :  $|\eta| < 0,60$  et  $\varphi \in [86, 174]^\circ$  (soit  $\approx 70\%$  de l'acceptance totale de EMCAL) pour la particule trigger,  $|\eta| < 0,65$  et  $\varphi \in [81, 179]^\circ$  ( $\approx 85\%$ ) pour les clusters utilisés pour le calcul de l'isolation, qui sera détaillée en section 6.3.3.

### 6.1.3 Sélection des particules chargées

Afin d'améliorer la résolution en énergie des traces, les informations provenant de l'ITS sont utilisées dans l'analyse, en plus de celles de la TPC. Lors de la prise de données, une partie du SPD (les deux premières couches du trajectographe interne) n'était pas opérationnelle. Ceci mène à une distribution en  $\varphi$  des particules chargées non homogène, qui induit un biais sur la distribution en  $x_E$  puisque celle-ci dépend de l'angle  $\Delta\varphi$  entre la particule trigger et les hadrons du côté opposé (voir figure 2.39, section 2.6.2). Afin d'obtenir une efficacité de reconstruction uniforme en azimut, deux types de traces sont utilisées (méthode des traces hybrides) : les traces ayant au moins un point d'impact dans une des couches du SPD et les traces pour lesquelles aucune information provenant du SPD n'est requise, mais ayant une contrainte sur leur prolongement vers le vertex primaire.

La figure 6.3 présente la distribution en  $\varphi$  pour les traces ayant au moins un point d'impact dans une des couches du SPD (en rouge) et celles où aucune information dans le SPD n'est disponible (en bleu). La somme de ces deux contributions (en noir) a une uniformité en  $\varphi$  suffisante pour que la mesure des corrélations  $\gamma$ -hadron soit possible.

L'efficacité de reconstruction des traces, présentée en figure 6.4, obtenue par simulation Monte-Carlo, approche les 90% pour des traces dont l'impulsion transverse est supérieure à  $1,5 \text{ GeV}/c$  mais chute drastiquement jusqu'à 60% en dessous de ce seuil. De plus, la résolution en impulsion des traces  $\sigma(p_T)/p_T$  présente une dégradation en dessous de  $0,5 \text{ GeV}/c$  (voir section 4.1.2). Une coupure à  $0,2 \text{ GeV}/c$  sur le  $p_T$  des traces sera donc appliquée afin de conserver une efficacité de reconstruction et une résolution en impulsion transverse acceptables, tout en permettant de sonder la gamme des petits  $x_E$  (jusqu'à une valeur minimale de  $x_E = 0,02$ ).

Enfin, afin d'éviter une dégradation dans la résolution de la TPC, qui est plus faible sur ses bords extérieurs, une coupure en acceptance est appliquée :  $|\eta| < 0,8$ .

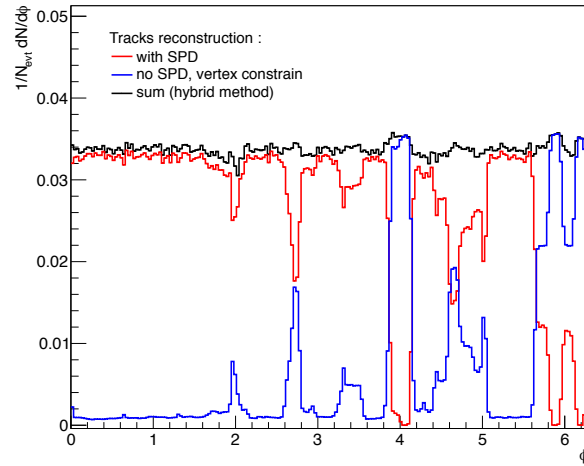


FIGURE 6.3 – Distribution azimutale des traces reconstruites avec (rouge) et sans (bleu) information dans le SPD. La somme des deux contributions (noir) est relativement uniforme en  $\phi$ .

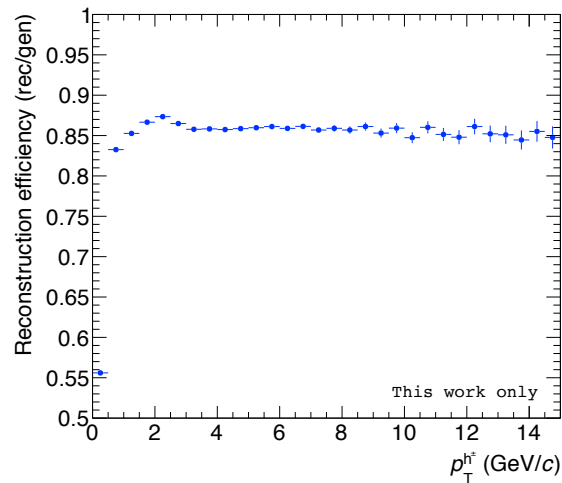


FIGURE 6.4 – Efficacité de reconstruction provenant d'une simulation jet-jet (définition en section 6.2) en collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 7$  TeV pour la période LHC11d.

## 6.2 Simulations Monte-Carlo

Les simulations Monte-Carlo sont nécessaires pour estimer la pureté des photons directs, mais également pour corriger la distribution en  $x_E$  des effets de détecteur (efficacité, traces mal reconstruites...).

Les événements sont générés avec PYTHIA en collision proton-proton à  $\sqrt{s}= 7$  TeV et la propagation des particules au travers du détecteur est réalisée avec GEANT3.

Deux types de simulation sont nécessaires pour l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron : une simulation  $\gamma$ -jet, où un photon et un parton sont émis dos à dos lors d'un processus dur, qui permet de reproduire le signal, et une simulation jet-jet, où deux partons sont émis lors d'un processus dur, pour l'analyse des corrélations  $\pi^0$ -hadron et pour reproduire le bruit de fond de l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron.

Les simulations doivent également reproduire les conditions expérimentales des deux périodes utilisées pour l'analyse. Ainsi, plusieurs simulations seront utilisées dans la suite :

- Simulations  $\gamma$ -jet :
  - LHC13e4 : ancrée aux runs de LHC11c
  - LHC12a15g : ancrée aux runs de LHC11d

Ces deux simulations seront combinées pour former la simulation utilisée dans l'analyse qui sera notée  $GJ$ .

- Simulations jet-jet :
  - LHC12a15f : ancrée aux runs de LHC11c et LHC11d avec un déclenchement de biais minimum (notée  $JJ$ )
  - LHC14k1a : ancrée aux runs de LHC11c et LHC11d. Afin d'optimiser la statistique de la simulation, celle-ci requiert un photon de décroissance avec  $p_T > 3,5$  GeV/c dans l'acceptance de EMCal (notée  $JJ_{3,5}$ )
  - LHC14k1b : ancrée aux runs de LHC11c et LHC11d. Cette simulation requiert un photon de décroissance avec  $p_T > 7$  GeV/c dans l'acceptance de EMCal (notée  $JJ_7$ )
  - LHC13e5 : ancrée aux runs de LHC11c et LHC11d. Cette simulation requiert un  $\pi^0$  avec  $p_T > 8$  GeV/c dans l'acceptance de EMCal (notée  $JJ_{\pi^0}$ )

La section efficace chutant rapidement avec l'énergie, les processus durs sont générés pour différents intervalles en  $p_T$  du parton entrant en collision, appelé  $p_T^{\text{hard}}$ , qui doivent être combinés en tenant compte des sections efficaces différentielles des processus pour obtenir la simulation finale. Les distributions en  $p_T$  des clusters obtenues après avoir combiné les différents intervalles en  $p_T^{\text{hard}}$  sont présentées en figure 6.5 pour  $GJ$ , à gauche, et  $JJ_7$ , à droite.

Pour améliorer la statistique, ce sont les simulations jet-jet pour lesquelles un photon de décroissance est requis dans l'acceptance de EMCal,  $JJ_{3,5}$  et  $JJ_7$ , qui seront utilisées pour le calcul de la pureté et des corrections des effets détecteur pour les corrélations  $\gamma$ -hadron et la simulation  $JJ_{\pi^0}$  pour les corrélations  $\pi^0$ -hadron. Il est donc nécessaire de s'assurer que ces simulations ne présentent pas de biais par rapport à une simulation de biais minimum. L'étude des distributions en  $p_T$  a montré que toutes les simulations jet-jet avec un photon de décroissance ou un  $\pi^0$  requis dans l'acceptance de EMCal sont compatibles entre elles, mais a mis en évidence l'existence d'un biais entre ces simulations et la simulation jet-jet de biais minimum,  $JJ$ . Ce biais est corrigé par l'application d'un facteur correctif dont la valeur dépend de la nature de la particule générée, qui est obtenu en ajustant par une fonction constante le rapport des distributions en  $p_T$  entre les simulations  $JJ_{3,5}$ ,  $JJ_7$ ,  $JJ_{\pi^0}$  et  $JJ$ . Les résultats obtenus sont indiqués dans le tableau 6.1 [183].

Cette étude a également permis de déterminer les intervalles en  $p_T$  dans lesquels les simulations  $JJ_{3,5}$  et  $JJ_7$  peuvent être utilisées : [10,25] et [16,25] GeV/c respectivement. L'utilisation combinée des simulations  $JJ_{3,5}$  et  $JJ_7$  permet d'avoir une statistique suffisante sur l'ensemble de l'intervalle en  $p_T$  considéré pour l'analyse.

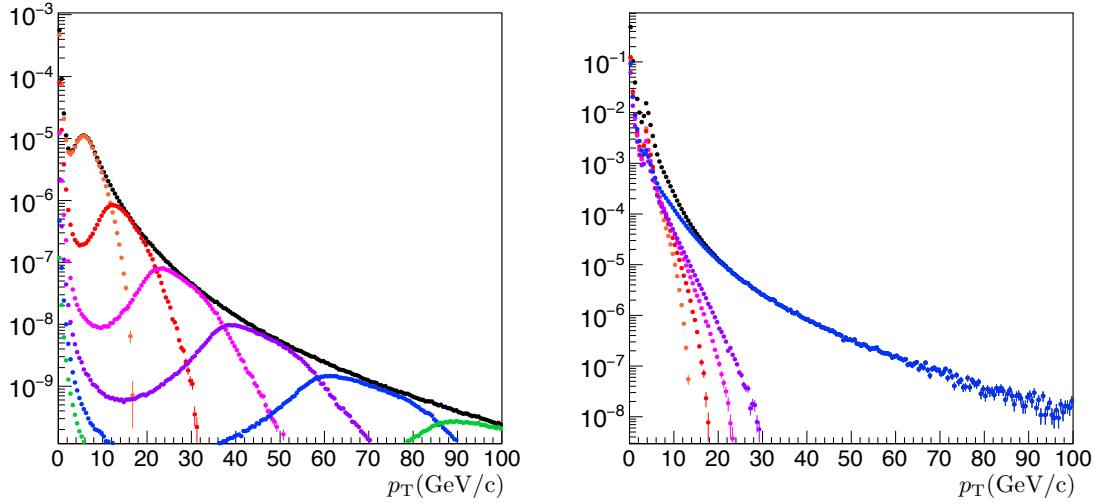


FIGURE 6.5 – Distributions en  $p_T$  des clusters pondérées par les sections efficaces pour chaque intervalle de  $p_T^{\text{hard}}$  (en couleur) et la distribution finale (en noir) pour LHC12a15g  $\gamma$ -jet (gauche) et LHC14k1a jet-jet (droite).

$\pi^0$	$\gamma_{\text{decay}}^{\pi^0}$	$\gamma_{\text{decay}}^{\eta}$
$1.51 \pm 0.07$	$1.51 \pm 0.07$	$0.97 \pm 0.077$

TABLE 6.1 – Tableau récapitulatif des facteurs correctifs appliqués aux simulations  $JJ_{3,5}$  et  $JJ_7$  pour les particules étiquetées comme étant des  $\pi^0$  et des photons de décroissance de  $\pi^0$  et de  $\eta$ .

## 6.3 Discrimination entre photons et $\pi^0$

### 6.3.1 Bruit de fond des photons directs

Parmi l'ensemble des clusters reconstruits par EMCAL pour un événement donné, il est nécessaire d'identifier lesquels proviennent de la gerbe électromagnétique d'un photon direct. Ceci nécessite de connaître les différentes particules constituant le bruit de fond aux photons directs afin d'appliquer des coupures efficaces pour réduire leurs contributions aux clusters considérés pour l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron.

La figure 6.6, obtenue par simulation Monte-Carlo  $GJ+JJ_{3,5}$ , présente les différentes particules étant à l'origine des clusters reconstruits par EMCAL en fonction du  $p_T$  du cluster. Les photons de décroissance des mésons neutres  $\pi^0$  et  $\eta$  représentent la contribution dominante du bruit de fond et sont divisés en deux catégories : les deux photons sont reconstruits en un unique cluster, on parlera de  $\pi^0$  ou  $\eta$  fusionnés ( $\pi^0(2\gamma)$  en rouge<sup>1</sup>), les deux photons sont reconstruits en deux clusters distincts, qui seront dénommés photons de décroissance de  $\pi^0$  ou de  $\eta$  (en magenta et violet). Viennent ensuite les photons de fragmentation (orange), puis les particules chargées (vert).

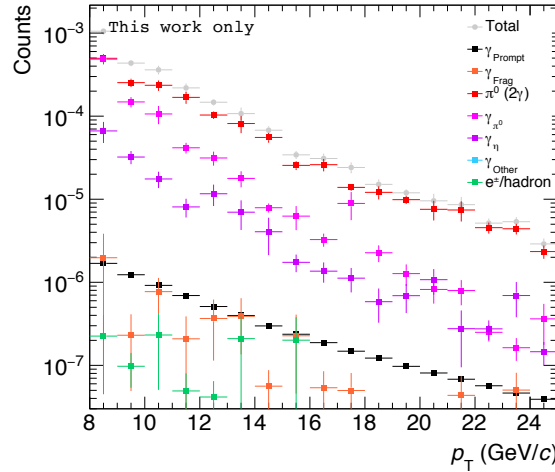


FIGURE 6.6 – Distribution en  $p_T$  pour les clusters de EMCAL (en gris) ainsi que le détail des différentes contributions (en couleur). Les distributions sont obtenues par simulation Monte-Carlo.

La discrimination entre les photons directs d'une part et des  $\pi^0$  ou de leurs photons de décroissance, d'autre part, est faite par le biais de coupures appliquées sur deux paramètres : la forme des clusters et le degré d'isolation des clusters.

### 6.3.2 Forme du cluster

#### Cinématique de décroissance des mésons neutres

Les mésons neutres,  $\pi^0$  et  $\eta$ , décroissent en deux photons dont l'angle les séparant dépend de l'énergie du méson père. La figure 6.7 présente la distribution de l'angle entre les deux photons de décroissance en fonction de l'énergie du méson père ( $\pi^0$  à gauche et  $\eta$  à droite), ainsi que la taille de cinq (ligne verte), trois (ligne bleue) et une (ligne noire) tours, représentée par les lignes horizontales. On observe une accumulation de la statistique aux plus petits angles possibles, qui diminuent avec l'énergie du méson père. Ainsi, avec un rayon de Molière de l'ordre de la taille des tours du calorimètre, les gerbes électromagnétiques commencent à se superposer lorsque l'angle

1. Aux énergies considérées pour l'analyse la contribution des  $\eta$  fusionnés est très faible, comme il sera vu plus loin.

entre les deux photons est inférieur à la taille d'environ trois tours, c'est-à-dire à partir de 5 GeV pour les  $\pi^0$  et 20 GeV pour les  $\eta$ . De ce fait, les photons de décroissance vont être reconstruits en deux clusters distincts peu étalés à basse énergie, puis en un seul cluster plus étalé, et enfin en un unique cluster peu étalé.

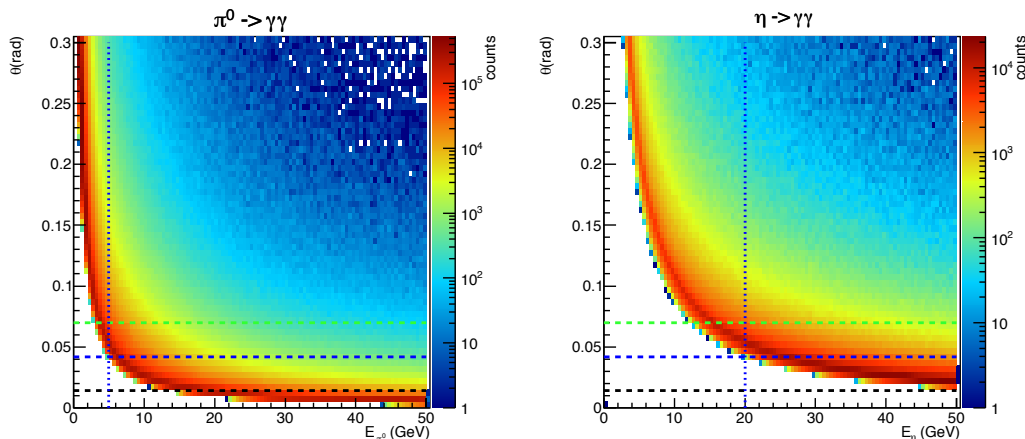


FIGURE 6.7 – Distribution de l'angle  $\theta$  entre les deux photons de décroissance en fonction de l'énergie du méson père  $\pi^0$  (à gauche) ou  $\eta$  (à droite). Les lignes en pointillés noire, bleue et verte correspondent à la taille de 1, 3 et 5 tours respectivement [177].

La mesure de l'étalement des clusters est déterminée par le biais du paramètre  $\lambda_0^2$  (voir section 4.4.3), qui permettra dans une certaine mesure de discriminer les photons directs des photons provenant de la décroissance des mésons neutres.

### Sélection des photons

La figure 6.8 présente les distributions, issues de simulation, du paramètre  $\lambda_0^2$  pour les photons directs et les  $\pi^0$  pour différentes gammes en énergie (à gauche), ainsi que leur fonction de répartition, ou fonction cumulative (à droite). Les photons directs forment des clusters avec un paramètre  $\lambda_0^2$  petit, tandis que les  $\pi^0$  présentent majoritairement un  $\lambda_0^2$  d'autant plus grand que leur énergie est petite, en accord avec l'évolution de l'angle d'ouverture entre les photons de décroissance en fonction de l'énergie.

Une sélection des clusters avec  $\lambda_0^2 \in [0, 1; 0, 27]$  est appliquée (lignes grises sur la figure 6.8 à droite), permettant de retirer plus de 70% des mésons neutres tout en conservant presque 90% du signal de photons directs.

Bien que cette coupure rejette beaucoup de mésons neutres fusionnés (les deux gerbes des photons de décroissance sont reconstruites dans un unique cluster), elle n'a aucun impact sur les photons de décroissance qui ont formé des clusters séparés.

### Sélection des $\pi^0$

La figure 6.9 présente la distribution en  $\lambda_0^2$  en fonction de l'énergie du cluster pour les périodes LHC11c et LHC11d. Le travail résumé dans un document interne dans [177] a établi que l'expression suivante fournit des courbes optimales pour définir les limites inférieure et supérieure d'une région de sélection des  $\pi^0$  (lignes magenta pleines) :

$$\lambda_0^2(E) = e^{a+b \times E} + c + d \times E + e/E \quad (6.2)$$

avec l'énergie  $E$  en GeV. Une valeur minimale absolue pour  $\lambda_0^2$  de 0,3 est de plus appliquée. Les valeurs des paramètres de cette fonction sont données dans le tableau 6.2.

La région de sélection des photons est quant à elle représentée par les lignes pointillées.



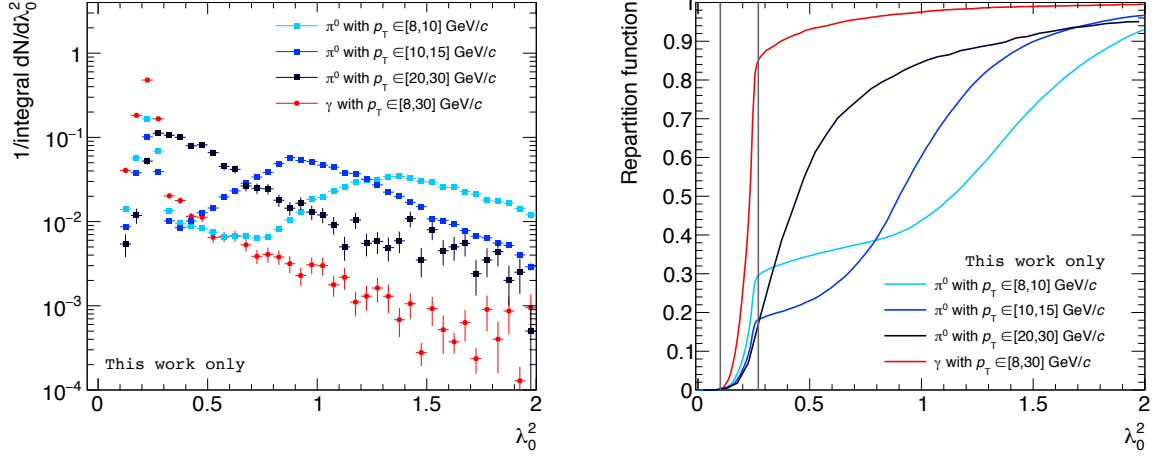


FIGURE 6.8 – Gauche : Distributions normalisées à l'intégrale du paramètre  $\lambda_0^2$  pour les photons directs avec un  $p_T \in [8,30]$  GeV/c (carrés rouges), les  $\pi^0$  avec un  $p_T \in [8,10]$  GeV/c (ronds bleu clair),  $[10,15]$  GeV/c (ronds bleus) et  $[20,30]$  GeV/c (ronds bleus foncés). Droite : Fonctions de répartition des distributions en  $\lambda_0^2$ . La coupure en  $\lambda_0^2$  appliquée pour sélectionner les photons est indiquée par les traits gris verticaux.

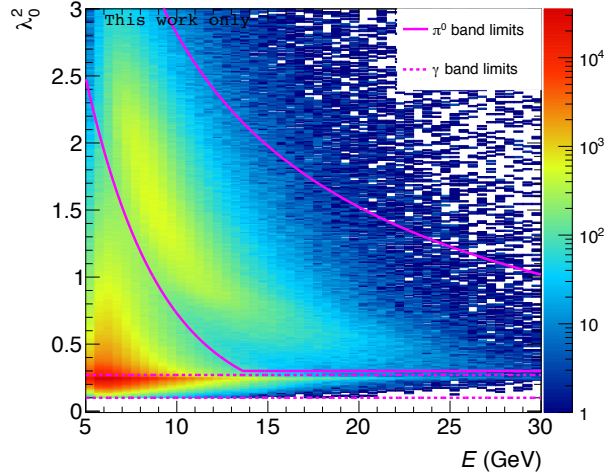


FIGURE 6.9 – Distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  en fonction de l'énergie du cluster dans les données. La région de sélection des photons directs est indiquée avec les lignes pointillées et la zone de sélection des  $\pi^0$  est indiquée avec les lignes pleines [177].

	a	b	c	d	e
Limite basse	2.135	-0.245	0	0	0
Limite haute	0.353	-0.0264	-0.524	$5.59 \cdot 10^{-3}$	21.9

TABLE 6.2 – Paramètres de  $\lambda_0^2(E)$  (voir équation 6.2) [177].

### Désaccord entre données et simulations

La figure 6.10 présente les distributions en  $\lambda_0^2$ , normalisées au maximum, pour les données (en magenta) et la simulation, qui est un mélange pondéré des sections efficaces des simulations  $GJ$  et  $JJ_{3,5}$ , (en bleu) pour des clusters dont le  $p_T$  est compris entre 10 et 11 GeV/c. Un désaccord important est observé entre  $\lambda_0^2 = 0,1$  et  $\lambda_0^2 = 0,7$ , qui s'atténue lorsque  $p_T^{\text{trig}}$  augmente.

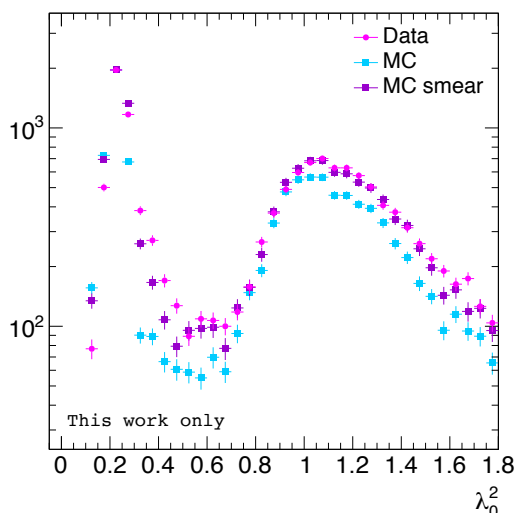


FIGURE 6.10 – Distribution en  $\lambda_0^2$  normalisée au maximum pour un  $p_T^{\text{trig}}$  entre 10 et 11 GeV/c provenant des données (en magenta), comparée à celle de la simulation  $GJ+JJ$  (en bleu) et de la simulation modifiée de manière *ad hoc* (en violet).

Afin de pouvoir corriger la simulation, il est nécessaire de comprendre les processus qui peuvent être responsables de l'excès observé dans les données par rapport à la simulation. Pour ce faire, de nombreuses études ont été menées depuis plusieurs années dont les dernières avancées semblent montrer que l'excès observé pourrait provenir de la diaphonie mise en évidence lors de la calibration en énergie de EMCAL et DCal présentée au chapitre 5. Il n'est cependant pas encore établi si la diaphonie est la seule cause de cette différence. De plus, la connaissance limitée de ce phénomène dans le calorimètre lors de la prise de données 2011 ne permet pas pour le moment de définir une stratégie motivée pour corriger la simulation.

De ce fait, il a été décidé de modifier la simulation de manière *ad hoc* : pour chaque cluster reconstruit, sa valeur de  $\lambda_0^2$  est modifiée en y ajoutant une valeur tirée aléatoirement suivant une fonction choisie. Le choix d'une fonction asymétrique est privilégié puisqu'il est nécessaire de dépeupler la région autour de  $\lambda_0^2 = 0,1$  et de peupler davantage celle pour  $\lambda_0^2 > 0,3$ . Parmi l'ensemble des fonctions essayées, une fonction de Landau centrée en 0 et de largeur 0,05 est celle permettant d'obtenir le meilleur accord entre les données et la simulation. La distribution en  $\lambda_0^2$  ainsi obtenue est présentée en figure 6.10, en violet.

#### 6.3.3 Isolation

Lors d'un processus dur où un photon et un parton sont émis dos à dos, le photon est émis seul dans sa direction de propagation, ce qui signifie que l'activité hadronique autour de celui-ci se limite à l'événement sous-jacent et doit donc être faible en collisions proton-proton. Au contraire, les photons de décroissance et les photons de fragmentation proviennent de processus durs dans lesquels ce sont généralement deux partons qui sont émis dos à dos, ils sont donc accompagnés d'autres particules également issues de la fragmentation du parton. Ainsi, l'activité hadronique autour d'un

cluster candidat doit permettre de discriminer les photons directs des contributions provenant des photons de décroissance des mésons neutres, mais également des photons de fragmentation et des mésons neutres fusionnés restant après la coupure sur la forme du cluster.

L'activité hadronique est calculée en sommant les impulsions transverses des particules chargées et neutres, particule trigger exclue, dans un cône de rayon :

$$R = \sqrt{(\eta_{\text{trig}} - \eta)^2 + (\varphi_{\text{trig}} - \varphi)^2} \quad (6.3)$$

comme schématisé sur la figure 6.11.

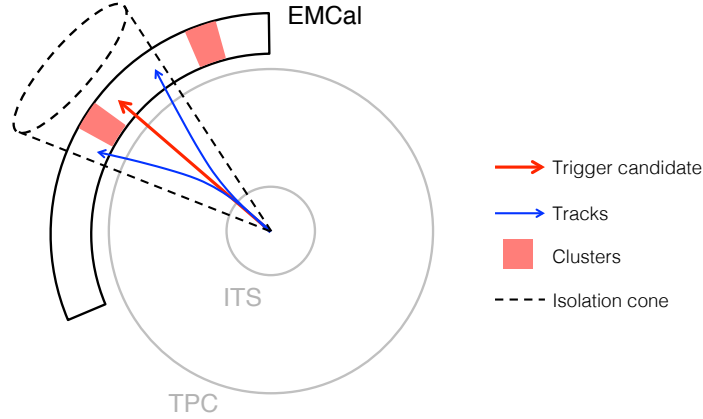


FIGURE 6.11 – Schématisation de la technique d'isolation utilisée.

Le cluster trigger sera considéré isolé si la somme des impulsions transverses dans le cône d'isolation est inférieure à une valeur seuil :

$$\sum p_T^{\text{in cone}} < p_T^{\text{threshold}} \quad (6.4)$$

Afin de déterminer la coupure en isolation à appliquer, les distributions en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  pour les photons directs et pour les  $\pi^0$  sont étudiées. La distribution pour les photons directs est celle de la simulation *GJ*, tandis que la distribution pour les  $\pi^0$  est obtenue à partir des clusters à grand  $\lambda_0^2$  dans les données. Afin d'enrichir l'échantillon à grand  $\lambda_0^2$  en  $\pi^0$ , les clusters se situant dans cette région sont chacun divisés en deux sous-clusters dont l'énergie permet de calculer une masse invariante. Les clusters sont alors considérés comme  $\pi^0$  si la masse invariante calculée est dans la fenêtre de la masse invariante du  $\pi^0$  [177].

La figure 6.12 présente la fonction de répartition de  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  pour les photons directs et les  $\pi^0$  pour des particules dont le  $p_T$  est compris entre 10 et 25 GeV/c. La valeur de la coupure qui a été retenue est de 1 GeV/c pour un rayon de cône  $R = 0,4$  [134]. Celle-ci permet de conserver 80% des photons directs tandis qu'elle élimine plus de 80% des  $\pi^0$ .

L'impact de la coupure d'isolation sur les différentes sources de photons directs a déjà été étudié [133]. La figure 6.13, issue de simulations NLO correspondant à cette étude, montre la fraction de différents processus menant à la production de photons dans l'état final avant (gauche) et après (droite) application du critère d'isolation. Ce dernier permet de réduire de façon significative la fraction de photons de fragmentation produits, qui ne contribue plus que pour 20%. La coupure d'isolation permet donc de favoriser les photons issus directement de processus durs par rapport aux photons de fragmentation.

Par ailleurs, même si la coupure en isolation ne permet pas de supprimer la totalité des photons de décroissances et des photons de fragmentation, cette coupure permet de s'assurer que l'on sélectionne des photons ayant très peu d'activité les entourant et par conséquent que leur énergie soit très proche de celle du parton père dans le cas des photons de fragmentation tout comme dans

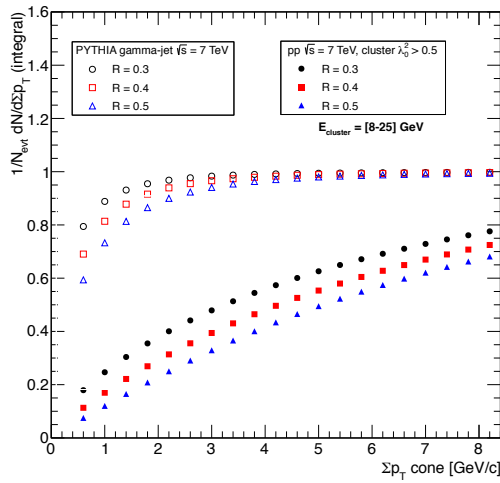


FIGURE 6.12 – Fonction de répartition en  $\sum p_T^{in\ cone}$  pour différentes tailles de cône :  $R = 0,3 ; 0,4$  et  $0,5$ . Les symboles vides correspondent aux photons directs dont la distribution est obtenue avec la simulation GJ. Les symboles pleins représentent les  $\pi^0$ , identifiés à grand  $\lambda_0^2$  dans les données [134].

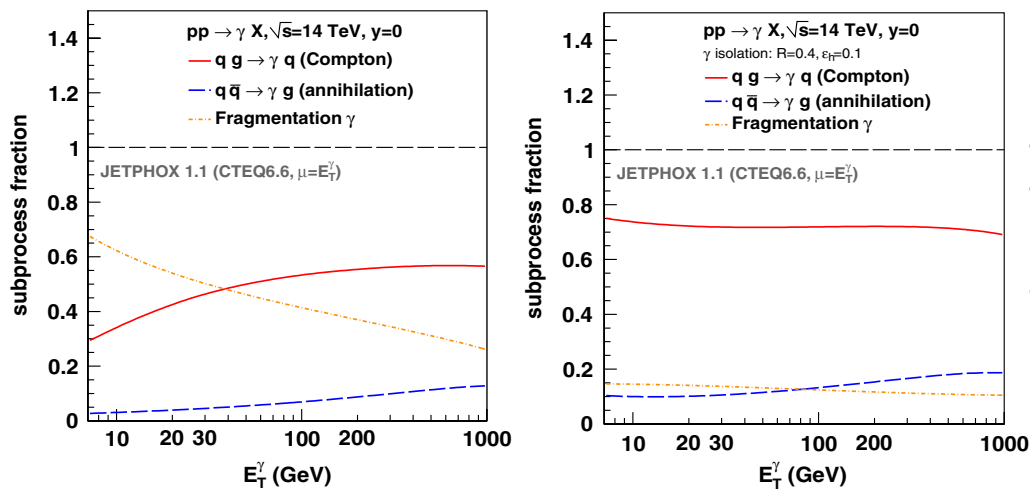


FIGURE 6.13 – Fraction des différents processus (diffusion Compton en rouge, annihilation de quarks en bleu et fragmentation en pointillé orange) menant à la production de photons dans l'état final avant (gauche) et après (droite) application du critère d'isolation  $\sum p_T^{in\ cone} > 1$  GeV/c avec  $R = 0,4$  en collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, d'après [133].

le cas des photons de décroissance. En effet, soit les deux photons sont reconstruits dans un unique cluster qui possède l'énergie du méson père, soit les photons forment deux clusters séparés, mais la décroissance doit être très asymétrique pour respecter la condition d'isolation, et le cluster trigger peut être considéré comme représentatif de l'énergie du méson père, qui elle-même est proche de l'énergie du parton parent. Ceci est confirmé par la distribution en  $z$ , obtenue par simulation, pour les photons de décroissance avant (ronds) et après (carrés) validation du critère d'isolation, présentée sur la figure 6.14. On observe que la fraction d'impulsion moyenne  $\langle z \rangle$  emportée par les photons de décroissance non isolés se situe autour de 0,5 alors qu'il est supérieur à 0,8 pour les photons de décroissance isolés, valeur qui augmente avec le  $p_T$  de la particule, mais sans jamais atteindre l'unité.

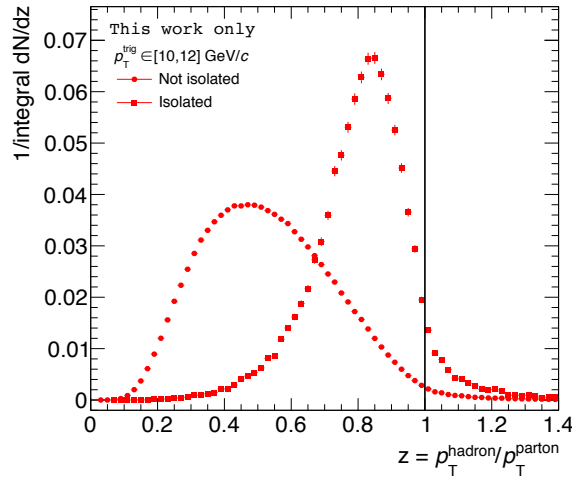


FIGURE 6.14 – Distribution en  $z = p_T^{\text{hadron}}/p_T^{\text{parton}}$  provenant de la simulation  $JJ_{3,5}$  pour des  $\pi^0$  dont le  $p_T$  est compris entre 10 et 12 GeV/c, avant (ronds) et après (carrés) application de la coupure d'isolation.

D'autre part, les photons de fragmentation seront associés au signal, puisqu'il n'est pas possible de les différencier des photons directs une fois les coupures d'isolation et en  $\lambda_0^2$  appliquées. En revanche, la contribution des photons de décroissances est à corriger et une estimation de la pureté en photons directs de l'échantillon de clusters restant après coupures est nécessaire.

### Désaccord entre données et simulations

La figure 6.15 présente les distributions en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  pour les données (symboles pleins) et la simulation  $GJ+JJ_{3,5}$  (symboles ouverts), à gauche, et le rapport entre les deux, à droite. On constate que la simulation n'est pas en mesure de reproduire correctement la distribution en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  expérimentale, avec une déviation importante à bas  $\sum p_T^{\text{in cone}}$ .

Bien qu'il ait été mis en évidence que ce désaccord est dû à la contribution des particules chargées, sa cause n'est actuellement pas comprise et il a été choisi de ne pas corriger la distribution en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  tant que l'origine de cette différence n'est pas identifiée. Néanmoins, il sera vu dans les sections suivantes comment cette différence est prise en compte dans l'évaluation des incertitudes systématiques.

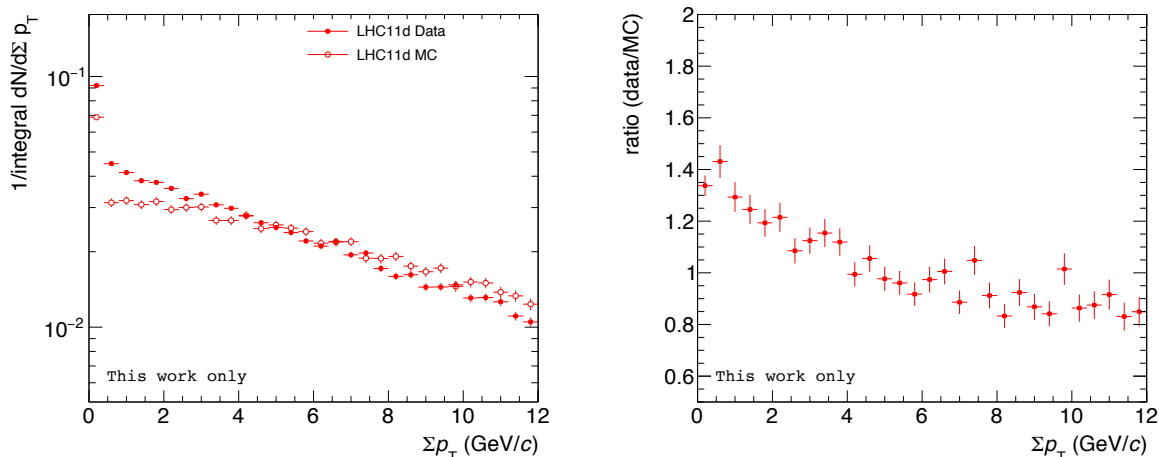


FIGURE 6.15 – Gauche : Distribution en  $\Sigma p_T^{\text{in cone}}$  normalisée à l'intégrale provenant des données (symboles pleins), comparée à celle de la simulation  $GJ+JJ$  (symboles ouverts) pour la période LHC11d. Droite : Rapport de la distribution en  $\Sigma p_T^{\text{in cone}}$  des données sur celle de la simulation.

## 6.4 Étude de la pureté

### 6.4.1 Espace des phases

L'espace des phases qui sera utilisé pour l'estimation de la pureté s'exprime en fonction des variables d'isolation  $\Sigma p_T^{\text{in cone}}$  et de la taille des clusters  $\lambda_0^2$ , et est divisé en quatre zones comme l'illustre la figure 6.16. La pureté des photons directs s'obtient en estimant la contribution de bruit de fond dans la zone de signal où les clusters sont isolés et avec  $\lambda_0^2$  compris entre 0,1 et 0,27 (la zone A sur le schéma) à partir des trois zones de bruit de fond B, C et D [184].

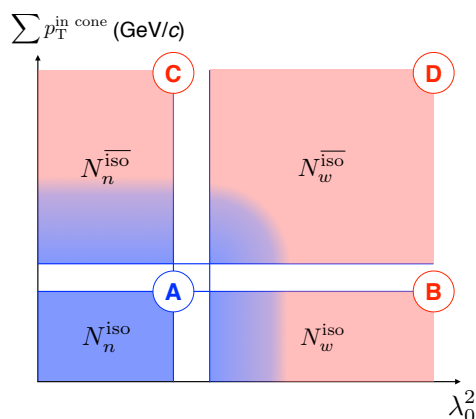


FIGURE 6.16 – Schéma de l'espace des phases en isolation et  $\lambda_0^2$ , avec les quatre zones nécessaires au calcul de la pureté.

La zone de signal (A) est définie avec la coupure fixe en  $\lambda_0^2$  de 0,1 à 0,27 et une coupure en isolation de 1 GeV/c. Les zones de bruit anti-isolées (C et D) sont définies telles que  $\Sigma p_T^{\text{in cone}} > 1,5$  GeV/c, et les zones à grand  $\lambda_0^2$  (B et D) ont pour limites les valeurs minimales et maximales de la fonction présentée en équation 6.2, avec une valeur minimale absolue de 0,3. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 6.3.

La figure 6.17 présente les contributions de chaque type de particules, obtenues à partir d'un

$p_T^{\text{trig}}$ (GeV/c)	[10,11]	[11,12]	[12,13]	[13,14]	[14,16]	[16,18]	[18,20]	[20,25]
$\lambda_{0,\text{min}}^2$	0,65	0,51	0,40	0,31	0,30	0,30	0,30	0,30
$\lambda_{0,\text{max}}^2$	2,70	2,50	2,33	2,17	1,98	1,77	1,60	1,36

 TABLE 6.3 – Limites en  $\lambda_0^2$  des zones de bruit de fond à grand  $\lambda_0^2$  (zones B et D)

mélange des simulations  $GJ$  et  $JJ_{3.5}$ <sup>2</sup>, dans les quatre zones A (en bas à gauche), B (en bas à droite), C (en haut à gauche) et D (en haut à droite).

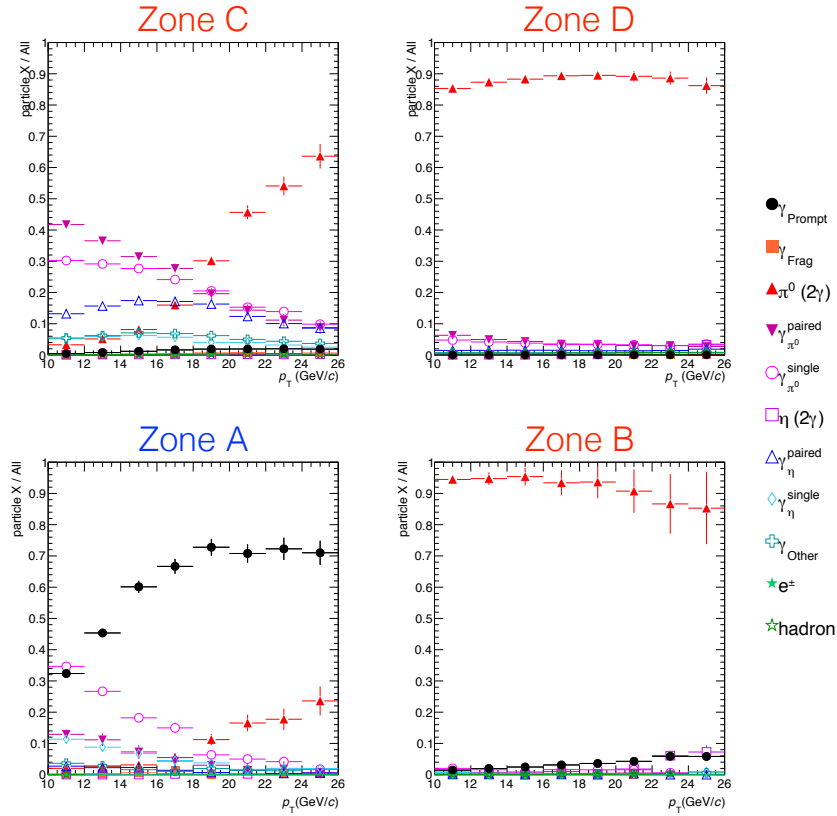


FIGURE 6.17 – Contribution aux clusters de chaque type de particules en fonction du  $p_T$  du cluster dans les quatre régions de l'espace des phases. Ces distributions sont obtenues à partir d'un mélange de simulation  $GJ$  et  $JJ_{3.5}$ . Voir le texte pour la nomenclature.

Dans la zone A, les photons directs (noté  $\gamma_{\text{prompt}}$ ) contribuent à hauteur de 30% à 10 GeV/c<sup>3</sup> et plus de 70% entre 20 et 25 GeV/c, tandis que les photons de décroissance célibataires, ou non appariés, provenant de  $\pi^0$  (avec un seul photon des deux photons reconstruit en un cluster dans le cône d'isolation, noté  $\gamma_{\pi^0}^{\text{single}}$ ) représentent la contribution de bruit de fond dominante à bas  $p_T$ , suivi par les photons de décroissance appariés provenant de  $\pi^0$  (où les deux photons sont reconstruits en deux clusters dans le cône d'isolation, noté  $\gamma_{\pi^0}^{\text{paired}}$ ). Les  $\pi^0$  fusionnés (les deux photons sont reconstruits dans un unique cluster, noté  $\pi^0(2\gamma)$ ) dominent quant à eux la contribution de bruit de fond à haut  $p_T$ , comme on peut s'y attendre d'après la cinématique de décroissance des mésons

2. Rappel : dans la suite les simulations  $JJ_{3.5}$  et  $JJ_7$  sont toujours pondérées par les facteurs présentés dans le tableau 6.1.

3. La borne inférieure de l'intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$  est de 10 et non 8 GeV/c pour l'étude des photons isolés. Cette limite vient du fait que les hypothèses faites pour l'estimation de la pureté ne sont plus fiables en dessous de 10 GeV/c.

neutres.

### Notations et définitions

Avant de détailler comment la pureté des photons directs peut être estimée, il est utile d'introduire certaines notations et définitions qui seront nécessaires pour la suite de cette section.

- Origine du cluster :
  - S : le nombre de clusters provenant de photons directs ( $\gamma_{\text{prompt}} + \gamma_{\text{frag}}$ );
  - B : le nombre de clusters provenant de  $\pi^0$  et  $\eta$  fusionnés ( $\pi^0(2\gamma)$  ou  $\eta(2\gamma)$ ), de photons de décroissance ( $\gamma_{\pi^0}^{\text{paired}}$ ,  $\gamma_{\pi^0}^{\text{single}}$ ,  $\gamma_{\eta}^{\text{paired}}$ ,  $\gamma_{\eta}^{\text{single}}$  et  $\gamma_{\text{other}}$ ) ou d'une autre contribution minoritaire du bruit de fond (électron ou hadron ayant passés les coupures de rejection);
  - N = S + B : le nombre total de clusters dans une zone.
- Critère d'isolation :
  - iso : les clusters ont passé le critère d'isolation  $\sum p_{\text{T}}^{\text{in cone}} < 1 \text{ GeV}/c$  (zone A et B);
  - $\overline{\text{iso}}$  : les clusters dont l'activité hadronique dans le cône est supérieure à une valeur seuil  $\sum p_{\text{T}}^{\text{in cone}} > \sum p_{\text{T}}^{\text{thres}}$  (zone C et D).
- Forme du cluster :
  - $n$  (pour *narrow*) : le paramètre  $\lambda_0^2$  est compris entre 0,1 et 0,27 (zones A et C);
  - $w$  (pour *wide*) : le paramètre  $\lambda_0^2$  est compris entre  $\lambda_{0,\text{min}}^2$  et  $\lambda_{0,\text{max}}^2$  (zones B et D), où  $\lambda_{0,\text{min}}^2$  et  $\lambda_{0,\text{max}}^2$  sont définis en fonction de l'énergie du cluster (voir tableau 6.3).

La pureté se définit comme le rapport entre le nombre de clusters provenant effectivement de photons directs par rapport au nombre total de clusters à petit  $\lambda_0^2$  et isolés :

$$\mathbb{P} = \frac{S_n^{\text{iso}}}{N_n^{\text{iso}}} = 1 - \frac{B_n^{\text{iso}}}{N_n^{\text{iso}}} \quad (6.5)$$

où  $B_n^{\text{iso}}$  est donc le terme que l'on va chercher à estimer.

#### 6.4.2 Méthode

Les méthodes développées pour estimer la pureté se basent sur un précédent travail de thèse [134] qui suppose que la fraction d'isolation du bruit de fond  $f_i^{\text{isol}} = B_i^{\text{iso}}/\overline{B_i^{\text{iso}}}$  est la même pour la région des petits  $\lambda_0^2$  que pour celle des grands  $\lambda_0^2$  :

$$\frac{B_n^{\text{iso}}}{\overline{B_n^{\text{iso}}}} = \frac{B_w^{\text{iso}}}{\overline{B_w^{\text{iso}}}} \quad (6.6)$$

Ce qui revient à écrire :

$$\mathcal{R}_B = \frac{B_n^{\text{iso}}/\overline{B_n^{\text{iso}}}}{B_w^{\text{iso}}/\overline{B_w^{\text{iso}}}} = \frac{f_n^{\text{isol}}}{f_w^{\text{isol}}} = 1 \quad (6.7)$$

Cependant, cette hypothèse n'est pas forcément vérifiée si les contributions de bruit de fond aux clusters isolés et non isolés diffèrent entre les régions à petit et grand  $\lambda_0^2$ . Notamment, les photons de décroissance des  $\pi^0$  peuvent soit être reconstruits en un unique cluster en général avec un grand  $\lambda_0^2$  ( $\pi^0$  fusionnés) ou en deux clusters de petit  $\lambda_0^2$ , ce qui mène à une estimation de  $\sum p_{\text{T}}^{\text{in cone}}$  qui peut être différente<sup>4</sup>.

4. Les mésons  $\eta$  étant une contribution mineure du bruit de fond, leur cas, similaire à celui des  $\pi^0$ , ne sera pas discuté en détail.



En effet, dans le premier cas (figure 6.18 gauche), le cluster trigger contient l'énergie totale des deux photons, qui n'est pas prise en compte dans le calcul de  $\sum p_T^{\text{in cone}}$ .

Lorsque les deux photons ne sont pas reconstruits dans un unique cluster, deux possibilités sont à considérer : *i*) les deux clusters se trouvent dans le cône d'isolation (figure 6.18 milieu), on parle de photons appariés, et l'énergie du photon de plus basse énergie est comptabilisée dans le calcul de  $\sum p_T^{\text{in cone}}$ . *ii*) Un seul cluster, appelé photon célibataire, se situe dans le cône d'isolation, soit parce que l'angle entre les deux photons est grand, soit parce qu'il n'a pas été reconstruit pour diverses raisons, on retombe alors dans la même configuration que pour les  $\pi^0$  fusionnés.

Ainsi, on s'attend à ce que les photons de décroissance appariés satisfassent, en moyenne, moins souvent la condition d'isolation et donc que leur fraction d'isolation ( $f^{\text{isol}}$ ) soit plus faible que pour les  $\pi^0$  fusionnés et les photons de décroissance célibataires.

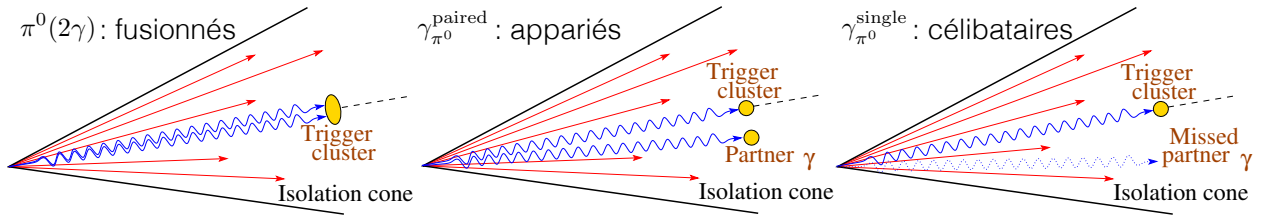


FIGURE 6.18 – Schéma représentatif des différents cas de figure possibles pour la reconstruction des  $\pi^0$  : fusionnés, à gauche, appariés, au milieu, et célibataire, à droite.

La figure 6.19 (gauche) représente les fractions d'isolation en fonction de  $\lambda_0^2$  obtenues par simulation pour les  $\pi^0$  fusionnés ( $\pi^0(2\gamma)$ ), les photons de décroissance appariés ( $\gamma_{\pi^0}^{\text{paired}}$ ) et les photons de décroissance célibataires ( $\gamma_{\pi^0}^{\text{single}}$ ). La fraction d'isolation des  $\pi^0$  fusionnés, à grand  $\lambda_0^2$  (là où l'on s'attend à observer les  $\pi^0$  fusionnés majoritairement), est proche de 0,1, tout comme celle des photons de décroissance célibataires à petit  $\lambda_0^2$ . Par contre, la fraction d'isolation des photons de décroissance appariés à petit  $\lambda_0^2$  est nettement inférieure à environ 0,06, ce qui illustre la situation présentée précédemment.

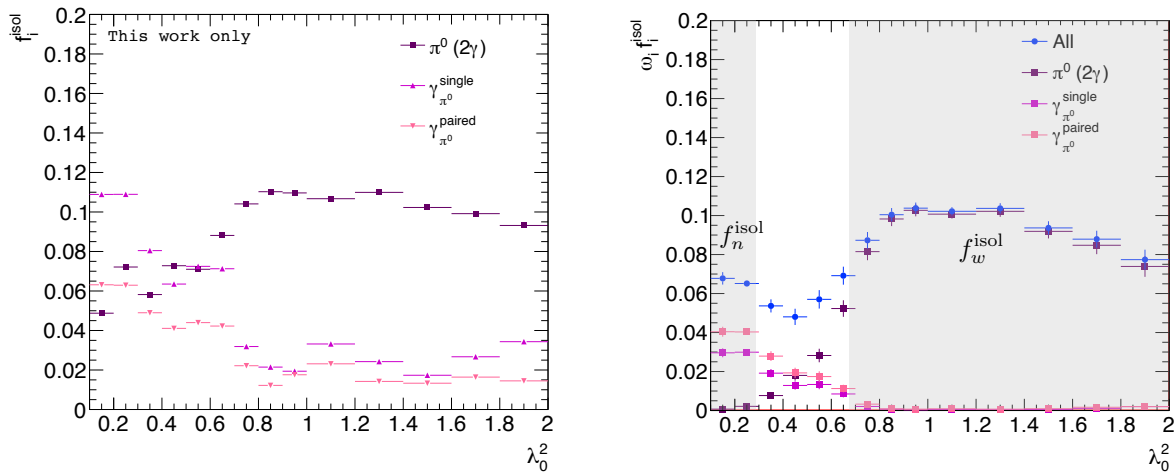


FIGURE 6.19 – Gauche : Fraction d'isolation provenant de simulation  $JJ$  pour les  $\pi^0$  (carrés violets) et les photons de décroissance appariés (triangles sommet vers le bas roses) et célibataires (triangles sommet vers le haut magenta) pour  $p_T^{\text{trig}} \in [10, 12]$  GeV/c. Droite : Fraction d'isolation du bruit de fond total (ronds bleus) ainsi que la contribution à cette fraction des  $\pi^0$  fusionnés, des photons de décroissance appariés et ceux célibataires.

Afin de pouvoir connaître l'impact de cette différence sur la fraction d'isolation totale du bruit de fond, il est nécessaire de tenir compte de la contribution de chaque type de particules, donnée en figure 6.17. La figure 6.19 (droite), présente la fraction d'isolation totale du bruit de fond en fonction de  $\lambda_0^2$  et les contributions des  $\pi^0$  fusionnés, photons de décroissance appariés et célibataires. La fraction d'isolation du bruit de fond n'est pas la même à petit et grand  $\lambda_0^2$  ( $f_n^{\text{isol}} \neq f_w^{\text{isol}}$ ), ce qui indique que la contribution des photons de décroissance appariés ne peut pas être négligée.

Le double ratio  $\mathcal{R}_B$  de l'équation 6.7 étant le rapport des fractions d'isolation moyennes dans les zones à petit et grand  $\lambda_0^2$  (zones grisées sur la figure 6.19), celui-ci ne peut pas être égal à 1, a priori. La figure 6.20, présente le double ratio  $\mathcal{R}_B$  en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$ , provenant de la simulation  $JJ_{3,5}$ , qui confirme que ce rapport diffère de l'unité en particulier pour des  $p_T$  inférieurs à 16 GeV/c, où la contribution des photons de décroissance est la plus importante.

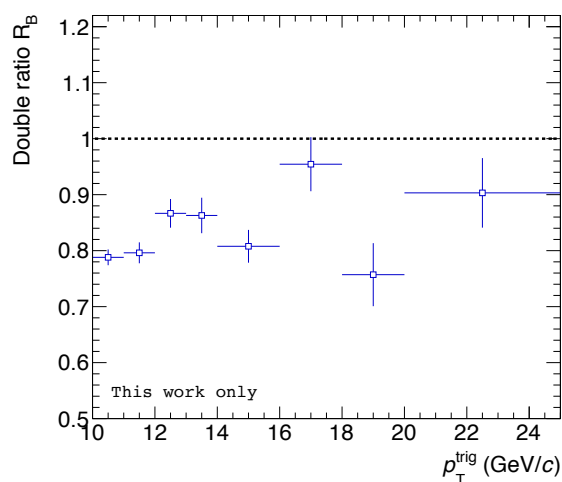


FIGURE 6.20 – Rapport des fractions d'isolation du bruit de fond  $\mathcal{R}_B$  en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$ , provenant de la simulation  $JJ_{3,5}$ .

Il peut alors sembler naturel de penser que supprimer la contribution des photons de décroissance appariés permettrait de s'affranchir du biais provenant de ces derniers.

Une étude a été menée afin de déterminer si les photons de décroissance appariés peuvent être sélectionnés de manière robuste (analyse présentée en annexe B). L'étude a permis de conclure que l'identification de ces photons de décroissance n'est pas suffisamment robuste, avec la statistique disponible, pour que la soustraction de la contribution des photons de décroissances avant estimation de la pureté puisse être envisagée.

De plus, la contribution des photons de décroissance appariés n'est pas l'unique responsable de la différence entre les fractions d'isolation du bruit de fond à petit et grand  $\lambda_0^2$ . En effet, il arrive que plusieurs particules soient émises proches les unes des autres (par exemple un photon et un méson neutre). Dans ce cas, comme pour le cas des photons de décroissance, lorsqu'un seul cluster de grand  $\lambda_0^2$ , correspondant à la somme des énergies des particules, est formé la fraction d'isolation sera différente dans les régions à bas et grand  $\lambda_0^2$ .

Le rapport  $\mathcal{R}_B$  de l'équation 6.7 étant différent de l'unité, il convient d'estimer sa valeur, qui a priori, ne peut pas être connue uniquement avec les données expérimentales. La valeur du double ratio doit alors être estimée en utilisant la simulation en posant l'hypothèse :

$$\mathcal{R}_B^{\text{data}} = \left( \frac{B_n^{\text{iso}}/B_n^{\overline{\text{iso}}}}{B_w^{\text{iso}}/B_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} = \left( \frac{B_n^{\text{iso}}/B_n^{\overline{\text{iso}}}}{B_w^{\text{iso}}/B_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC}} = \mathcal{R}_B^{\text{MC}} \quad (6.8)$$

Le terme  $B_n^{\text{iso}}|_{\text{data}}$  nécessaire pour déterminer la pureté s'écrit alors :

$$B_n^{\text{iso}}|_{\text{data}} = \left( \frac{B_w^{\text{iso}}/B_w^{\overline{\text{iso}}}}{1/B_n^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} \times \left( \frac{B_n^{\text{iso}}/B_n^{\overline{\text{iso}}}}{B_w^{\text{iso}}/B_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC}} \quad (6.9)$$

Cependant, il n'est pas possible d'accéder aux  $B_i^j$  dans les données, car seuls les  $N_i^j$  sont mesurés. Deux possibilités sont alors envisageables : définir les zones de bruit de fond B, C et D de manière à ce qu'elles ne contiennent qu'une quantité négligeable de signal, ou tenir compte de la présence possible de photons directs (de signal) dans les zones B, C et D.

Dans le premier cas, il est nécessaire de définir des coupures en  $\lambda_0^2$  et isolation suffisamment loin de la zone de signal pour que les zones de bruit en soient exemptes. Il est alors possible de remplacer les  $B_i^j$  par les  $N_i^j$  dans les données dans l'expression 6.9. Le terme  $B_n^{\text{iso}}|_{\text{data}}$  s'écrit alors :

$$B_n^{\text{iso}}|_{\text{data}} = \left( \frac{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}}{1/N_n^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} \times \left( \frac{B_n^{\text{iso}}/B_n^{\overline{\text{iso}}}}{B_w^{\text{iso}}/B_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC}} \quad (6.10)$$

La pureté ainsi obtenue, notée  $\mathbb{P}_2$ , s'écrit de la manière suivante :

$$\mathbb{P}_2 = 1 - \left( \frac{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}}{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} \times \left( \frac{B_n^{\text{iso}}/B_n^{\overline{\text{iso}}}}{B_w^{\text{iso}}/B_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC}} \quad (6.11)$$

L'inconvénient de cette méthode est que les valeurs de coupures nécessaires pour définir de telles zones de bruit de fond peuvent conduire à estimer les  $N_i^j$  dans des zones très éloignées de la zone A, dans laquelle se situe la contribution de bruit de fond à estimer.

Dans le deuxième cas, on souhaite tenir compte de la présence de photons directs dans les zones B, C et D. Ceci permet ainsi de s'affranchir des biais possibles de la méthode précédente grâce à une estimation du bruit de fond dans des zones plus proches de la région de signal, et de réduire l'incertitude statistique sur l'estimation de la pureté. En revanche, cette méthode requiert une bonne description par la simulation de la proportion de signal dans les différentes zones.

Afin de tenir compte de la présence de photons directs, on pose  $B_i^j = C_i^j N_i^j$ , où  $C_i^j$  rend compte de la contamination de signal dans les zones de bruit de fond. Il est alors possible de réécrire l'hypothèse 6.8 :

$$\left( \frac{B_n^{\text{iso}}/C_n^{\overline{\text{iso}}} N_n^{\overline{\text{iso}}}}{C_w^{\text{iso}} N_w^{\text{iso}}/C_w^{\overline{\text{iso}}} N_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} = \left( \frac{B_n^{\text{iso}}/C_n^{\overline{\text{iso}}} N_n^{\overline{\text{iso}}}}{C_w^{\text{iso}} N_w^{\text{iso}}/C_w^{\overline{\text{iso}}} N_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC-GJ+JJ}} \quad (6.12)$$

Tandis que la présence de signal dans la simulation n'était pas nécessaire pour estimer la pureté selon 6.11, il est ici important d'utiliser une simulation qui contient les contributions des processus  $\gamma$ -jet et jet-jet, qui sera notée  $GJ+JJ$ . Pour aboutir à une estimation de la pureté, il faut remplacer l'hypothèse d'absence de signal dans les zones B, C et D par l'hypothèse suivante :

$$\left( \frac{C_w^{\text{iso}}}{C_n^{\text{iso}} C_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} = \left( \frac{C_w^{\text{iso}}}{C_n^{\text{iso}} C_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC}} \quad (6.13)$$

qui, si elle est vérifiée, permet d'obtenir pour  $B_n^{\text{iso}}|_{\text{data}}$  :

$$B_n^{\text{iso}}|_{\text{data}} = \left( \frac{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}}{1/N_n^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} \times \left( \frac{B_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}}{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC-GJ+JJ}} \quad (6.14)$$

Cette estimation de la pureté, notée  $\mathbb{P}_3$ , s'écrit alors :

$$\mathbb{P}_3 = 1 - \left( \frac{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}}{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} \times \left( \frac{B_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}}{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC-GJ+JJ}} \quad (6.15)$$

Pour les analyses des corrélations  $\gamma$ -hadron présentées dans ce manuscrit, la pureté  $\mathbb{P}_3$  sera utilisée pour le résultat final et  $\mathbb{P}_2$  permettra de vérifier que la contamination du signal dans les zones de bruit de fond est prise en compte correctement.

### 6.4.3 Pureté corrigée avec MC-JJ : $\mathbb{P}_2$

#### Validation des hypothèses

La pureté estimée selon  $\mathbb{P}_2$  est obtenue à l'aide de l'équation 6.11. Pour pouvoir obtenir l'expression de la pureté sous cette forme, deux hypothèses, dont la validité va maintenant être discutée, ont été faites :

- Les zones de bruit de fond B, C et D doivent être définies de façon à ne pas être contaminées par la présence de photons directs ;
- Le rapport  $\mathcal{R}_B$  des fractions d'isolation à bas et haut  $\lambda_0^2$  doit être le même dans les données et dans la simulation.

Pour rappel, les coupures nominales appliquées pour définir les zones de bruit de fond sont  $\sum p_T^{\text{cone}} > 1,5 \text{ GeV}/c$  et  $\lambda_0^2 \in [\lambda_{0,\text{min}}^2, \lambda_{0,\text{max}}^2]$ , où  $\lambda_{0,\text{min}}^2$  et  $\lambda_{0,\text{max}}^2$  représentent les limites de la zone de sélection des  $\pi^0$ . Ces coupures permettent de supprimer la majeure partie des photons directs dans ces zones : de 0 à 10% restant pour la zone B, de 0 à 4% pour la zone C et plus aucune présence de signal dans la zone D, d'après la simulation (voir figure 6.17).

Pour mesurer l'effet de la présence de signal dans les zones B, C et D sur l'estimation de la pureté, la méthode va être appliquée à la simulation, c'est-à-dire que le terme provenant des données dans l'équation 6.11 va être remplacé par le même terme, mais obtenu dans la simulation  $GJ+JJ_{3,5}$ . L'expression de la pureté corrigée appliquée à la simulation s'exprime alors comme :

$$\mathbb{P}_2^{\text{MC}} = 1 - \left( \frac{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}}{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC-GJ+JJ}} \times \left( \frac{B_n^{\text{iso}}/B_n^{\overline{\text{iso}}}}{B_w^{\text{iso}}/B_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC-JJ}} \quad (6.16)$$

Si la contamination du signal dans les zones de bruit de fond est négligeable, alors  $B_i^j = N_i^j$  dans l'équation 6.17, et la pureté estimée avec l'équation précédente doit être égale à la pureté vraie, connue pour la simulation :

$$\mathbb{P}_{\text{vraie}} = 1 - \frac{B_n^{\text{iso}}}{N_n^{\text{iso}}} \quad (6.17)$$

La figure 6.21 présente la pureté vraie  $\mathbb{P}_{\text{vraie}}$  (MC Truth en bleu) et celle corrigée  $\mathbb{P}_2^{\text{MC}}$  (MC Corrected en orange) en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$ , ainsi que la différence relative entre les deux. La pureté  $\mathbb{P}_2^{\text{MC}}$  est systématiquement plus faible que  $\mathbb{P}_{\text{vraie}}$  avec une différence relative de 6% à 10 GeV/c qui diminue jusqu'à 2% à 25 GeV/c. L'estimation de la pureté est donc sensible à ce niveau de contamination du signal dans les zones de bruit de fond.

Il va donc falloir définir un jeu de coupure en anti-isolation et  $\lambda_0^2$  qui permet de définir des zones de bruit de fond où la contamination du signal sera suffisamment faible pour ne plus biaiser  $\mathbb{P}_2^{\text{MC}}$ . Le meilleur jeu de coupures est obtenu en regardant la différence relative entre  $\mathbb{P}_{\text{vraie}}$  et  $\mathbb{P}_2^{\text{MC}}$  pour chaque intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$ , présentée en figure 6.22 pour deux intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$ .

Le choix des coupures utilisées est un compromis entre minimiser la différence relative entre  $\mathbb{P}_{\text{vraie}}$  et  $\mathbb{P}_2^{\text{MC}}$  faible, et garder une statistique raisonnable dans les zones de bruit de fond pour ne pas rendre l'estimation de la pureté trop sensible aux fluctuations. Ainsi les limites en  $\lambda_0^2$  sont les mêmes que dans le tableau 6.3, mais avec une valeur minimale absolue de 0,6 au lieu de 0,3, et une coupure en anti-isolation de 3,0 GeV/c est choisie pour estimer la pureté avec  $\mathbb{P}_2$ .

Avec ce jeu de coupures, la contamination du signal est très proche de 0 dans les trois zones de bruit de fond, comme le montre la figure 6.23, et la différence relative entre  $\mathbb{P}_{\text{vraie}}$  et  $\mathbb{P}_2^{\text{MC}}$  évolue de 2% à moins de 0,5% en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$ , comme le montre la figure 6.24, ce qui est estimé être

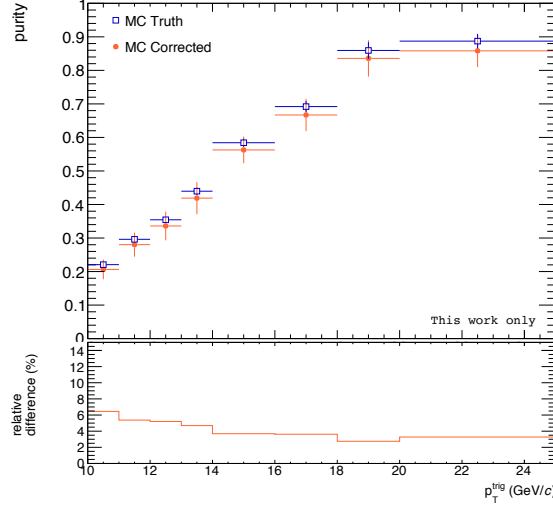


FIGURE 6.21 – *Pureté vraie (MC Truth en bleu) et corrigée (MC Corrected en orange) en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  pour une coupure en anti-isolation de 1,0 GeV/c et une valeur minimale de  $\lambda_0^2$  de 0,3.*

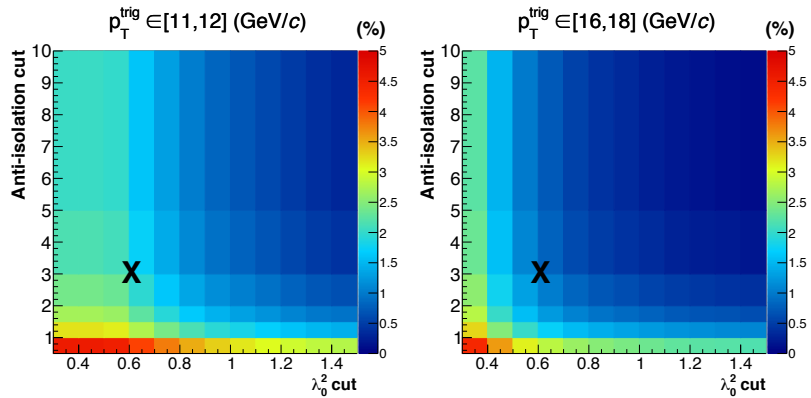


FIGURE 6.22 – *Différence relative entre  $\mathbb{P}_{\text{vraie}}$  et  $\mathbb{P}_2^{MC}$  ( $(\mathbb{P}_{\text{vraie}} - \mathbb{P}_2^{MC}) / \mathbb{P}_2^{MC}$ ) en fonction de la coupure d'anti-isolation et la valeur minimale absolue pour la région à grand  $\lambda_0^2$  pour un  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre [11,12] et [16,18] à gauche et droite respectivement. Les croix noires représentent les coupures choisies pour  $\mathbb{P}_2$ .*

## 6.4. Étude de la pureté

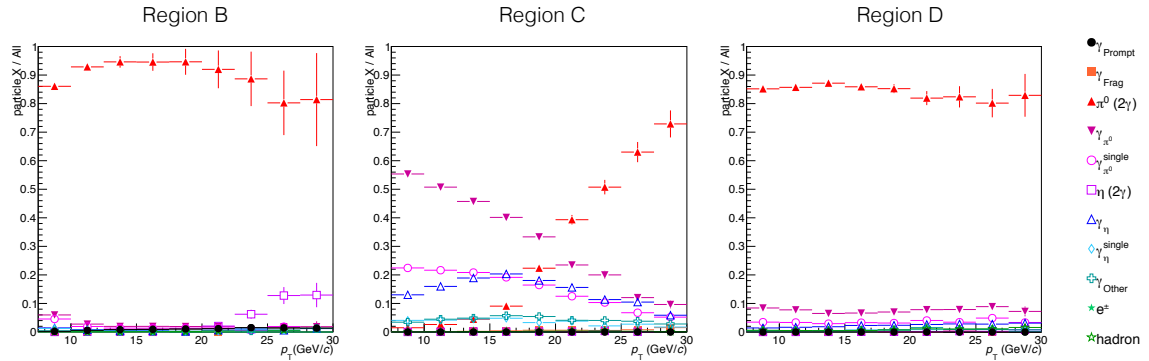


FIGURE 6.23 – Contribution aux clusters de chaque type de particules en fonction du  $p_T$  du cluster dans les trois régions de bruit de fond d'un mélange de simulation  $GJ$  et  $JJ_{3.5}$  pour une coupure en anti-isolation de  $3 \text{ GeV}/c$  et une valeur minimale pour la région à grand  $\lambda_0^2$  de  $0,6$ .

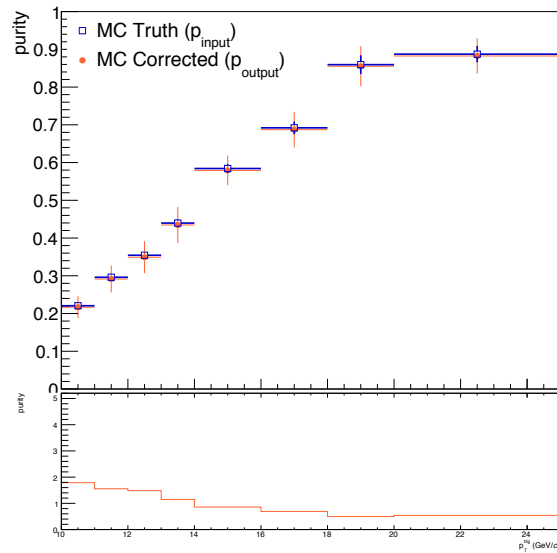


FIGURE 6.24 – Pureté vraie (en bleu) et corrigée (en orange) en fonction de  $p_T^{trig}$  pour une coupure en anti-isolation de  $3,0 \text{ GeV}/c$  et une valeur de  $\lambda_0^2 = 0,6$ .

un biais acceptable, puisque largement inférieur à l'incertitude statistique sur l'estimation de la pureté.

Cependant, comme nous l'avons dit, les zones de bruit de fond ainsi déterminées se situent loin de la zone A dans l'espace des phases, ce qui peut induire un biais sur les fractions d'isolation par rapport aux coupures nominales. Pour ne pas biaiser l'estimation de la pureté, il est nécessaire de s'assurer que l'hypothèse  $\mathcal{R}_B^{\text{data}} = \mathcal{R}_B^{\text{simu}}$  (où  $\mathcal{R}_B^i$  est le rapport des fractions d'isolation) soit équivalente, quelle que soit la définition des zones de bruit de fond, ce qui signifie que les fractions d'isolation au mieux soient indépendantes de la définition des zones de bruit ou, de façon suffisante, que leur évolution avec  $\lambda_0^2$  soit la même dans les données et dans la simulation.

Pour ce faire, la région à grand  $\lambda_0^2$  est divisée en deux sous-régions de statistique comparable : la bande inférieure entre les lignes magenta et noire sur la figure 6.25 et la bande supérieure entre les lignes noire et orange. La fraction d'isolation  $f^{\text{isol}} = N^{\text{iso}}/N^{\text{iso}}$  est calculée pour ces deux zones. La figure 6.26 présente ces résultats, ainsi que le rapport  $R_{\text{high-low}}$  entre les deux sous-régions, pour les données et la simulation, à gauche et droite, respectivement. La figure 6.19 (droite) montre que la fraction d'isolation n'est pas constante en  $\lambda_0^2$  et, comme attendu, la fraction d'isolation dans la bande supérieure est plus faible que celle de la bande inférieure sur l'ensemble de l'intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$ , aussi bien dans les données que dans la simulation. Enfin le rapport des  $R_{\text{high-low}}$  entre données et simulation est présenté en figure 6.27. Le  $\chi^2$  par degré de liberté entre le rapport des  $R_{\text{high-low}}$  entre données et simulation et l'unité est de 0,8, ce qui est acceptable. Ceci signifie que les fractions d'isolation évoluent sensiblement de la même manière dans les données et dans la simulation.

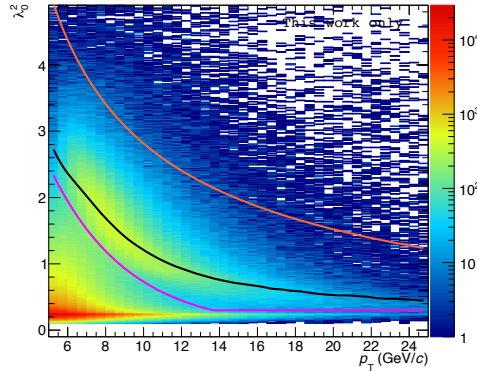


FIGURE 6.25 – Distribution de  $\lambda_0^2$  en fonction du  $p_T$  des clusters. Les lignes colorées représentent les limites de la bande inférieure, en magenta et noir, et supérieure, en noir et orange (voir texte).

Il est donc possible de définir les zones B, C et D de telle sorte que la présence de signal soit suffisamment faible pour respecter la première hypothèse nécessaire à l'obtention de  $\mathbb{P}_2$  et donc ne pas induire de biais sur l'estimation de la pureté.

La seconde hypothèse faite pour  $\mathbb{P}_2$  est que le rapport  $\mathcal{R}_B$  des fractions d'isolation est le même dans les données et dans la simulation. Ce rapport ne peut pas être calculé pour les données puisque les contributions de bruit de fond ne sont pas accessibles de façon directe. Mais, il est tout de même possible de comparer le double ratio  $\mathcal{R}_N$  :

$$\mathcal{R}_N = \frac{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\text{iso}}}{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\text{iso}}} \quad (6.18)$$

Vérifier que  $\mathcal{R}_N^{\text{data}} = \mathcal{R}_N^{\text{simu}}$  n'est pas rigoureusement équivalent à vérifier que  $\mathcal{R}_B^{\text{data}} = \mathcal{R}_B^{\text{simu}}$ . Cependant, si l'on vérifie l'hypothèse pour  $\mathcal{R}_N$ , il faudrait que les fractions d'isolation du signal et du bruit de fond évoluent en fonction de  $\lambda_0^2$  de manière opposée et de la même quantité dans la

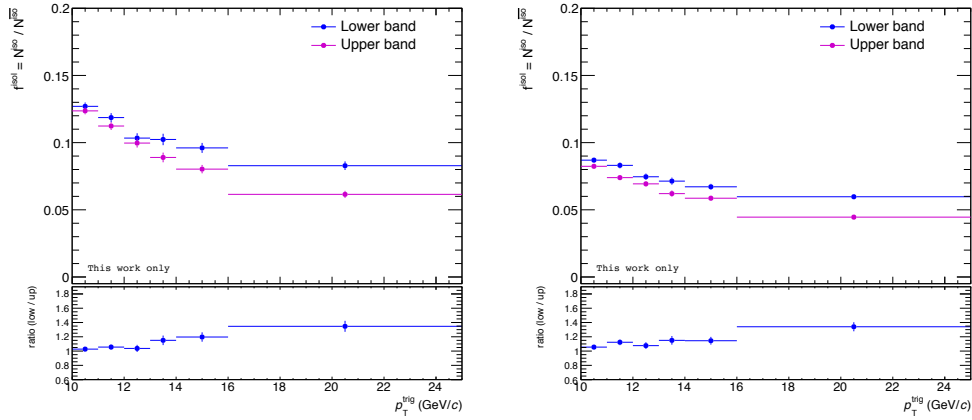


FIGURE 6.26 – Fractions d'isolation en fonction de  $p_T^{trig}$  pour les bandes inférieure (bleu) et supérieure (magenta) pour les données (gauche) et la simulation (droite). Le rapport  $R_{high-low}$  entre les deux bandes est également présenté au bas des deux figures.

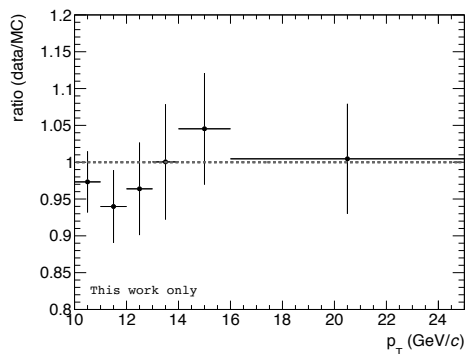


FIGURE 6.27 – Rapport des  $R_{high-low}$  entre les données et la simulation en fonction de  $p_T^{trig}$ .



simulation et les données pour que l'hypothèse pour  $\mathcal{R}_B$  ne soit pas vérifiée, ce qui est jugé peu probable. De ce fait, bien que le test sur  $\mathcal{R}_N$  ne soit pas absolu, il permettra de tout de même d'obtenir des informations sur l'hypothèse  $\mathcal{R}_B^{\text{data}} = \mathcal{R}_B^{\text{simu}}$ .

On va donc vérifier l'égalité suivante :

$$\mathcal{R}_N^{\text{data}} = \left( \frac{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}}{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} = \left( \frac{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}}{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC-JJ}} = \mathcal{R}_N^{\text{simu}} \quad (6.19)$$

qui peut se réécrire sous la forme

$$\mathcal{R}_n = \left( \frac{(N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}})_{\text{data}}}{(N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}})_{\text{MC-JJ}}} \right) = \left( \frac{(N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}})_{\text{data}}}{(N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}})_{\text{MC-JJ}}} \right) = \mathcal{R}_w \quad (6.20)$$

La figure 6.28, gauche, montre les fractions d'isolation pour les données (en magenta) et la simulation (en bleu) en fonction de  $\lambda_0^2$ , tandis que le rapport des deux fractions d'isolation est présenté à droite de la figure. La fraction d'isolation est plus grande pour les données que pour la simulation (ceci est dû à la différence dans les distributions en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  présentée en section 6.3.2), mais le rapport entre les deux semble ne pas évoluer en fonction de  $\lambda_0^2$ . Or, pour que l'hypothèse de base soit vérifiée, l'important n'est pas que les fractions d'isolation soient les mêmes entre données et simulation, mais que la dépendance en  $\lambda_0^2$  du rapport des fractions d'isolation  $\mathcal{R}_B$  soit la même pour les données et la simulation ( $\mathcal{R}_n = \mathcal{R}_w$ ).

Pour vérifier ceci, le rapport entre les données et la simulation a été ajusté de plusieurs manières. Dans un premier temps, par une fonction linéaire dans la partie à grand  $\lambda_0^2$ <sup>5</sup> : le paramètre de pente issu de l'ajustement est compatible avec zéro dans l'ensemble des intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$ . Dans un deuxième temps, le rapport a été ajusté par deux fonctions constantes, l'une pour la région à petit  $\lambda_0^2$  et l'autre pour la région à grand  $\lambda_0^2$ . Dans chaque intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$ , les deux valeurs de constantes sont compatibles à petit et grand  $\lambda_0^2$ , comme les montrent les valeurs du tableau 6.4. La relation  $\mathcal{R}_n = \mathcal{R}_w$  est donc considérée comme satisfaite.

$p_T^{\text{trig}}$ (GeV/c)	[10,12]	[12,14]	[14,16]	[16,25]
$a_<$	1,63±0,03	1,56±0,05	1,55±0,07	1,42±0,06
$a_>$	1,62±0,02	1,57±0,03	1,53±0,05	1,43±0,05

TABLE 6.4 – Résumé des valeurs des constantes issues de l'ajustement du rapport  $\mathcal{R}_N$  dans les zones à petit  $\lambda_0^2$  ( $a_<$ ) et grand  $\lambda_0^2$  ( $a_>$ ).

Néanmoins, la confiance sur ce test est limitée par les incertitudes statistiques sur les rapports  $\mathcal{R}_n$  et  $\mathcal{R}_w$ . Ceci devra donc être pris en compte lors de l'étude des incertitudes systématiques associée à l'estimation de la pureté détaillée en section 6.6.1.

## Résultats

La figure 6.29 (gauche) montre la pureté obtenue en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  pour les deux simulations jet-jet :  $JJ_{3,5}$  en rouge et  $JJ_7$  en magenta. Au-delà de 16 GeV/c, valeur à partir de laquelle la simulation  $JJ_7$  n'est plus biaisée, les deux simulations donnent des résultats compatibles. Dans le souci de limiter l'incertitude statistique associée à l'estimation de la pureté, la simulation  $JJ_{3,5}$  sera utilisée jusqu'à 16 GeV/c, et  $JJ_7$  au-delà.

Le résultat final pour la pureté  $\mathbb{P}_2$  en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  est présenté en figure 6.29 (droite). La pureté est d'environ 30% pour  $p_T^{\text{trig}} = 10$  GeV/c et augmente jusqu'à environ 70% pour  $p_T^{\text{trig}} = 25$  GeV/c. Ce résultat est cohérent avec la proportion de photons directs dans la région A obtenue par simulation présentée au début de cette section à la figure 6.17. Ceci signifie que les sections efficaces de processus  $\gamma$ -jet dans la simulation et les données sont comparables.

5. Les limites de l'ajustement sont fixées en fonction de l'intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$  considéré.

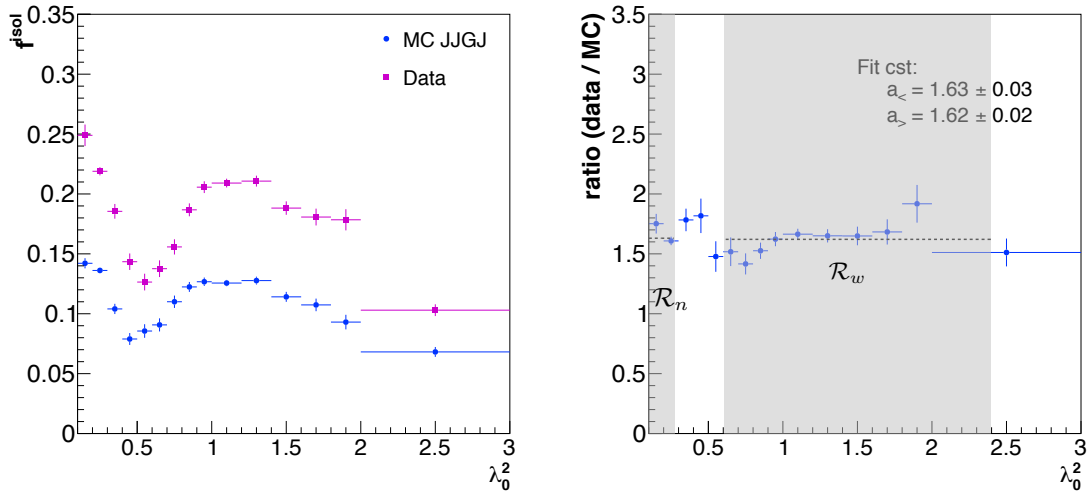


FIGURE 6.28 – Gauche : Fraction d’isolation en fonction de  $\lambda_0^2$  pour la simulation  $GJ+JJ_{3.5}$  en bleu et les données en magenta pour  $p_T^{trig}$  compris entre 10 et 12 GeV/c avec les coupures en  $\lambda_0^2$  avec un minimum à 0,6 et d’anti-isolation à 3 GeV/c utilisées pour  $\mathbb{P}_2$ . Droite : Rapport des fractions d’isolation (données/simulation). Les zones d’estimation de  $\mathcal{R}_n$  et  $\mathcal{R}_w$  (voir texte) sont grisées.

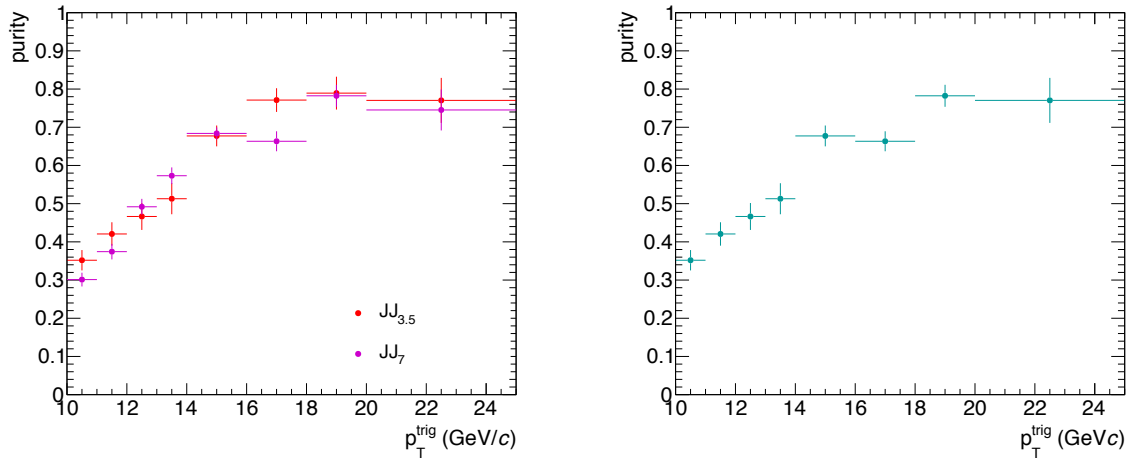


FIGURE 6.29 – Gauche : Pureté en fonction de  $p_T^{trig}$  avec une correction provenant de  $JJ_{3.5}$  en rouge et  $JJ_7$  en magenta. Droite : Pureté  $\mathbb{P}_2$  finale en fonction de  $p_T^{trig}$  où  $JJ_{3.5}$  est utilisée jusqu’à 16 GeV/c et  $JJ_7$  ensuite.

#### 6.4.4 Pureté corrigée avec MC- $GJ+JJ$ : $\mathbb{P}_3$

Rappelons que la deuxième méthode pour estimer la pureté se base sur une correction avec une simulation  $GJ+JJ$  :

$$\mathbb{P}_3 = 1 - \left( \frac{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}}{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} \times \left( \frac{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}}{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC-}GJ+JJ} \quad (6.21)$$

dont l'intérêt est de prendre en compte la présence de photons directs dans les zones d'estimation de bruit de fond B, C et D. De ce fait, ces régions peuvent être définies plus proches de la région A par rapport à  $\mathbb{P}_2$ . Une coupure à 1 GeV/c est choisie pour l'anti-isolation et de 0,3 comme valeur minimale absolue pour la zone à grand  $\lambda_0^2$ . Le choix de ces coupures sera discuté en section 6.4.5.

#### Validation des hypothèses

Les hypothèses devant être vérifiées pour s'assurer que cette méthode permet d'obtenir une estimation non biaisée de la pureté des photons directs sont :

- Le rapport  $\mathcal{R}_B$  des fractions d'isolation à bas et haut  $\lambda_0^2$  doit être le même dans les données et dans la simulation ;
- Le rapport des facteurs de contamination  $\mathcal{C}_i^j = B_i^j/N_i^j$  doit être le même dans les données et dans la simulation :

$$\left( \frac{\mathcal{C}_w^{\text{iso}}}{\mathcal{C}_n^{\text{iso}}\mathcal{C}_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} = \left( \frac{\mathcal{C}_w^{\text{iso}}}{\mathcal{C}_n^{\text{iso}}\mathcal{C}_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC-}GJ+JJ} \quad (6.22)$$

La première hypothèse étant la même que pour la méthode précédente, l'unique différence étant les coupures choisies pour définir les zones de bruit, qui sont plus proches de la zone de signal pour la pureté  $\mathbb{P}_3$ , cette hypothèse est donc vérifiée de la même manière. L'ajustement avec deux fonctions constantes sur les deux intervalles en  $\lambda_0^2$  permet d'obtenir des valeurs compatibles, comme le montrent les valeurs du tableau 6.5.

$p_T^{\text{trig}}$ (GeV/c)	[10,12]	[12,14]	[14,16]	[16,25]
$a_<$	1,54±0,03	1,48±0,04	1,46±0,06	1,33±0,06
$a_>$	1,53±0,02	1,49±0,03	1,46±0,04	1,37±0,05

TABLE 6.5 – Résumé des valeurs des constantes issues de l'ajustement du rapport  $\mathcal{R}_N$  dans les zones à petit  $\lambda_0^2$  ( $a_<$ ) et grand  $\lambda_0^2$  ( $a_>$ ) avec les coupures utilisées pour  $\mathbb{P}_3$ .

La seconde hypothèse (égalité des rapports des facteurs de contamination  $\mathcal{C}_i^j$  entre données et simulation) ne peut pas être vérifiée directement puisque les facteurs  $\mathcal{C}_i^j$  ne sont pas accessibles dans les données. On cherche donc à savoir si l'estimation de la pureté est significativement sensible à une déviation par rapport à cette hypothèse.

Pour ce faire, la sensibilité du rapport  $\mathcal{R}_N$  à la contamination de signal dans les zones B, C et D dans la simulation va être testée en changeant le poids donné à la simulation  $GJ$  dans le cocktail de simulations, c'est-à-dire changer artificiellement la section efficace des processus  $\gamma$ -jet. Changer le poids appliqué à la simulation  $GJ$  permet de changer la proportion de signal dans le cocktail de simulation, et les facteurs  $\mathcal{C}_i^j$  deviennent plus ou moins différent par rapport à ceux des données selon le poids appliqué. Si le rapport  $\mathcal{R}_N$  évolue peu avec le poids appliqué à la simulation  $GJ$ , on peut estimer que l'estimation de la pureté ne sera pas sensible à la seconde hypothèse.

La figure 6.30 présente le double ratio  $\mathcal{R}_N$  obtenu par simulation pour différents poids appliqués à la simulation  $GJ$  : un poids identique à la simulation  $JJ_{3.5}$  qui est le poids de référence (en bleu), un poids deux fois plus grand (en bordeaux) et un poids deux fois plus petit (en vert). Notons que la section efficace des processus  $GJ$  semble bien reproduite par la simulation puisque la pureté  $\mathbb{P}_2$

a été trouvée très proche de la pureté vraie de la simulation, de ce fait un changement de poids d'un facteur deux semble déjà important.

La figure montre qu'un effet systématique par rapport au double ratio  $\mathcal{R}_N$  de référence est observé lorsque la contamination du signal dans les zones de bruit de fond change, ce qui se répercutera sur l'estimation de la pureté. De ce fait, il sera nécessaire d'ajouter une incertitude systématique pour rendre compte de cet effet. Les détails des études réalisées dans ce but seront décrits à la section 6.6.1.

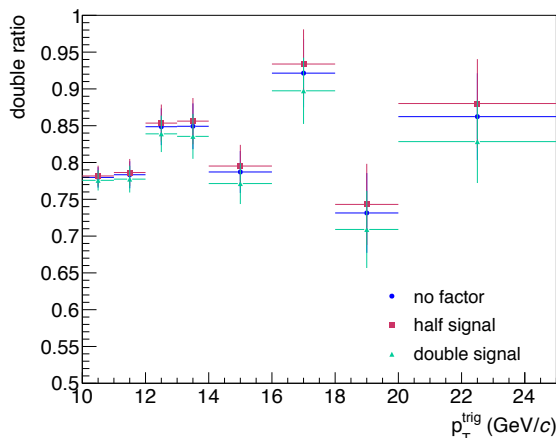


FIGURE 6.30 – Double ratio  $\mathcal{R}_N$  en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  pour différents poids appliqués à la simulation  $GJ$  dans le mélange  $GJ+JJ$  : un poids identique à la simulation  $JJ$  (en bleu), un poids deux fois plus grand (en bordeaux) et un poids deux fois plus petit (en vert).

## Résultats

La figure 6.31 présente la pureté  $\mathbb{P}_3$  obtenue en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  en utilisant la simulation  $JJ_{3,5}$  pour  $p_T^{\text{trig}} < 16$  GeV/c et  $JJ_7$  pour  $p_T^{\text{trig}} > 16$  GeV/c. Le résultat obtenu est du même ordre de grandeur que celui de  $\mathbb{P}_2$  : une pureté de 30% pour  $p_T^{\text{trig}} = 10$  GeV/c et de 70% pour  $p_T^{\text{trig}} = 25$  GeV/c.

### 6.4.5 Comparaison des résultats

La figure 6.32 montre la comparaison entre les puretés  $\mathbb{P}_2$  et  $\mathbb{P}_3$  obtenues avec deux jeux de coupures chacune, résumés dans le tableau 6.6. Dans la partie basse de la figure, les différentes puretés obtenues sont comparées à  $\mathbb{P}_2$  obtenue avec une coupure en anti-isolation de 3,0 GeV/c et un minimum en  $\lambda_0^2$  de 0,6, dont l'estimation n'est a priori pas biaisée par la présence de signal dans les zones B, C et D, comme il a été prouvé en section 6.4.3.

Les deux estimations obtenues avec les deux jeux de coupures pour  $\mathbb{P}_3$  ne présentent pas de biais par rapport à la pureté  $\mathbb{P}_2$  de référence entre 10 et 25 GeV/c, ce qui semble indiquer que la présence de photons directs dans les zones B, C et D est correctement traitée.

Méthode	Anti-isolation (GeV/c)	$\lambda_0^2$ minimum absolu
$\mathbb{P}_2$	1,0	0,3
	3,0	0,6
$\mathbb{P}_3$	1,0	0,3
	1,5	0,3

TABLE 6.6 – Valeurs des coupures utilisées pour définir les zones de bruit de fond.

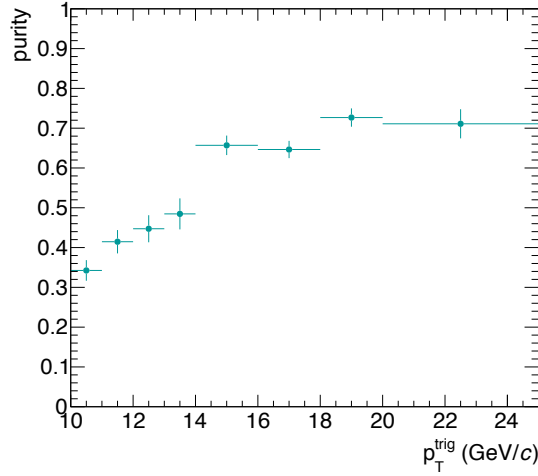


FIGURE 6.31 – Pureté  $\mathbb{P}_3$  en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$ , où  $JJ_{3,5}$  est utilisée jusqu'à 16 GeV/c et  $JJ_7$  ensuite.

Cependant, afin de présenter une estimation de la pureté cohérente avec l'analyse de section efficace des photons directs réalisée dans ALICE, la même méthode est utilisée, et une coupure en anti-isolation de 1,5 GeV/c plutôt que 1 GeV/c sera utilisée pour l'estimation de la pureté (carrés orange sur la figure).

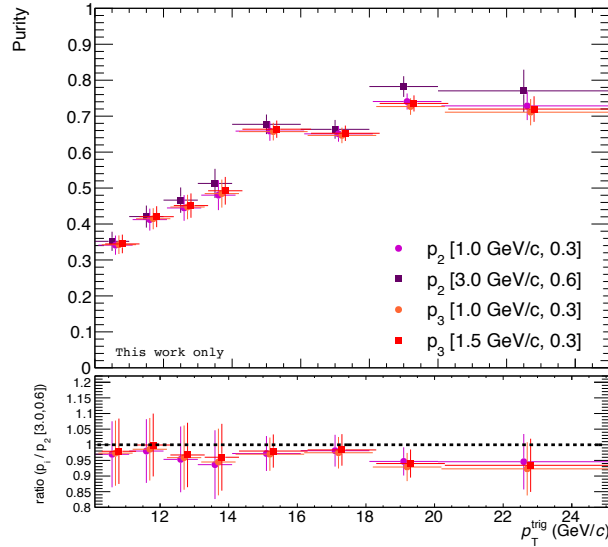


FIGURE 6.32 – Pureté  $\mathbb{P}_2$  et  $\mathbb{P}_3$  en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  pour les valeurs de coupures indiquées dans le tableau 6.6.

## 6.5 Distributions en $x_E$

La seconde étape de cette analyse consiste à déterminer la distribution en  $x_E$  des photons isolés afin d'approcher la fonction de fragmentation des partons émis lors de processus  $\gamma$ -jet.

Cette section sera dédiée à l'estimation de la distribution en  $x_E$  des photons directs et de

celle des  $\pi^0$ . Cette dernière est nécessaire pour obtenir la première, mais également intéressante pour contraindre les modèles théoriques, puisque les régions en  $\langle z \rangle$  sondées sont différentes (voir figure 6.14).

Nous avons défini la distribution en  $x_E$  (voir section 2.6.2), pour une particule trigger  $k$ , comme :

$$f(x_E)^k = \frac{1}{N_{\text{trig}}^k} \frac{dN_h^k}{dx_E} \quad \text{où} \quad x_E = \frac{p_T^h}{p_T^k} \cos(\Delta\varphi) \quad (6.23)$$

où  $p_T^h$  est le  $p_T$  des hadrons issus de la fragmentation du parton,  $p_T^k$  est le  $p_T$  de la particule trigger  $k$  et  $\Delta\varphi$  est l'angle entre chaque hadron corrélé et la projection de la direction du photon dans le côté qui lui est opposé en azimut.

Les notations suivantes sont utilisées pour la suite :

- $N_{\text{trig}}^k$  : le nombre de particules trigger de type  $k$  (où  $k$  peut être  $\pi^0$ ,  $\gamma$ ...);
- $\frac{dN_h^k}{dx_E}$  : le taux de production différentiel de hadrons dans le côté opposé en azimut à la particule trigger de type  $k$  (voir la zone verte sur la figure 6.36);
- $\mathbb{P}$  : la pureté des photons directs dans l'échantillon de clusters à petit  $\lambda_0^2$  et isolés;
- $\alpha_{\text{corr}}$  : le terme correctif prenant en compte les effets expérimentaux (défini plus loin).

La distribution en  $x_E$  pour les photons directs est obtenue à partir de la distribution en  $x_E$  de l'ensemble des clusters de la zone de signal A, c'est-à-dire les clusters isolés ayant un petit  $\lambda_0^2$ . Il faut donc exprimer  $N_{\text{trig}}^\gamma$  et  $dN_h^\gamma/dx_E$  en fonction de  $N_{\text{trig}}^{\text{clusters}}$  et  $dN_h^{\text{clusters}}/dx_E$  qui sont les quantités mesurables expérimentalement.

Le nombre de clusters dans la région de signal s'écrit :

$$N_{\text{trig}}^{\text{clusters}} = S + B \quad (6.24)$$

avec

$$\begin{aligned} S &= N_{\text{trig}}^\gamma \\ B &= N_{\text{trig}}^{\pi^0} + N_{\text{trig}}^{\gamma\pi^0} + N_{\text{trig}}^\eta + N_{\text{trig}}^{\gamma\eta} \end{aligned} \quad (6.25)$$

Les autres contributions de bruit de fond étant négligeables (comme le montre la figure 6.17), elles ne sont pas considérées pour le calcul de la distribution en  $x_E$ .

De plus,  $N_{\text{trig}}^\gamma$  s'exprime également en fonction de la pureté :

$$\begin{aligned} N_{\text{trig}}^\gamma &= \mathbb{P} N_{\text{trig}}^{\text{clusters}} \\ N_{\text{trig}}^\gamma &= \frac{\mathbb{P}}{1 - \mathbb{P}} \left( N_{\text{trig}}^{\pi^0} + N_{\text{trig}}^{\gamma\pi^0} + N_{\text{trig}}^\eta + N_{\text{trig}}^{\gamma\eta} \right) \end{aligned} \quad (6.26)$$

D'autre part, le nombre de hadrons corrélés aux clusters dans la région de signal s'écrit :

$$\frac{dN_h^{\text{clusters}}}{dx_E} = \frac{dN_h^\gamma}{dx_E} + \frac{dN_h^{\pi^0}}{dx_E} + \frac{dN_h^{\gamma\pi^0}}{dx_E} + \frac{dN_h^\eta}{dx_E} + \frac{dN_h^{\gamma\eta}}{dx_E} \quad (6.27)$$

La distribution  $f(x_E)^\gamma$  peut ainsi s'exprimer sous la forme :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{N_{\text{trig}}^\gamma} \frac{dN_h^\gamma}{dx_E} = \frac{1}{N_{\text{trig}}^\gamma} \left( \frac{dN_h^{\text{clusters}}}{dx_E} \right) - \frac{1}{N_{\text{trig}}^\gamma} \left( \frac{dN_h^{\pi^0}}{dx_E} + \frac{dN_h^{\gamma\pi^0}}{dx_E} + \frac{dN_h^\eta}{dx_E} + \frac{dN_h^{\gamma\eta}}{dx_E} \right) \quad (6.28)$$

En remplaçant  $N_{\text{trig}}^\gamma$  par  $\mathbb{P} N_{\text{trig}}^{\text{clusters}}$  dans le premier terme et par  $\frac{\mathbb{P}}{1 - \mathbb{P}} (N_{\text{trig}}^{\pi^0} + N_{\text{trig}}^{\gamma\pi^0} + N_{\text{trig}}^\eta + N_{\text{trig}}^{\gamma\eta})$  dans le second,  $f(x_E)^\gamma$  devient :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\mathbb{P}} \frac{1}{N_{\text{trig}}^{\text{clusters}}} \frac{dN_h}{dx_E} - \frac{1 - \mathbb{P}}{\mathbb{P}} \frac{1}{N_{\text{trig}}^{\pi^0} + N_{\text{trig}}^{\gamma\pi^0} + N_{\text{trig}}^\eta + N_{\text{trig}}^{\gamma\eta}} \left( \frac{dN_h^{\pi^0}}{dx_E} + \frac{dN_h^{\gamma\pi^0}}{dx_E} + \frac{dN_h^\eta}{dx_E} + \frac{dN_h^{\gamma\eta}}{dx_E} \right) \quad (6.29)$$

Introduisons la variable  $r_k$  représentant la contribution au bruit de fond de la particule de type  $k$  :

$$r_k = \frac{N_{\text{trig}}^k}{N_{\text{trig}}^{\pi^0} + N_{\text{trig}}^{\gamma\pi^0} + N_{\text{trig}}^{\eta} + N_{\text{trig}}^{\gamma\eta}} \quad (6.30)$$

et tenons compte du fait que les contributions des photons de décroissance ( $\gamma^{\pi^0}$  et  $\gamma^{\eta}$ ) doivent chacune être séparées en deux contributions : les photons qui sont appariés et ceux célibataires (voir définitions dans la section 6.4.1). La proportion de photons non appariés est notée :

$$\delta_i = \frac{N_{\text{trig}}^{\gamma_i^{\text{single}}}}{N_{\text{trig}}^{\gamma}} \quad (6.31)$$

$f(x_E)^\gamma$  s'écrit alors :

$$\begin{aligned} f(x_E)^\gamma = & \frac{1}{\mathbb{P}} f(x_E)^{\text{clusters}} - \frac{1 - \mathbb{P}}{\mathbb{P}} \left( r_{\pi^0} f(x_E)^{\pi^0} + r_{\gamma\pi^0} \left[ (1 - \delta_{\pi^0}) f(x_E)^{\gamma_{\pi^0}^{\text{paired}}} + \delta_{\pi^0} f(x_E)^{\gamma_{\pi^0}^{\text{single}}} \right] \right. \\ & \left. + r_{\eta} f(x_E)^{\eta} + r_{\gamma\eta} \left[ (1 - \delta_{\eta}) f(x_E)^{\gamma_{\eta}^{\text{paired}}} + \delta_{\eta} f(x_E)^{\gamma_{\eta}^{\text{single}}} \right] \right) \end{aligned} \quad (6.32)$$

De plus, la pureté dépend de  $p_T^{\text{trig}}$ , la distribution en  $x_E$  des photons isolés doit alors être la moyenne pondérée de chaque intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$  :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\sum_i N_{\text{trig},i}^\gamma} \sum_i \frac{dN_{h,i}^\gamma}{dx_E} = \frac{1}{\sum_i N_{\text{trig},i}^\gamma} \sum_i N_{\text{trig},i}^\gamma f(x_E)^{\gamma,i} \quad (6.33)$$

où l'indice  $i$  correspond à l'intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$ .

La formule finale pour déterminer la distribution en  $x_E$  des photons isolés est donc :

$$\boxed{f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}}} \sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}} \left\{ \frac{1}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{\text{clusters}} - \frac{1 - \mathbb{P}_i}{\mathbb{P}_i} \left( r_{\pi^0,i} f(x_E)_i^{\pi^0} + r_{\gamma\pi^0,i} \left[ (1 - \delta_{\pi^0,i}) f(x_E)_i^{\gamma_{\pi^0}^{\text{paired}}} + \delta_{\pi^0,i} f(x_E)_i^{\gamma_{\pi^0}^{\text{single}}} \right] + r_{\eta,i} f(x_E)_i^{\eta} + r_{\gamma\eta,i} \left[ (1 - \delta_{\eta,i}) f(x_E)_i^{\gamma_{\eta}^{\text{paired}}} + \delta_{\eta,i} f(x_E)_i^{\gamma_{\eta}^{\text{single}}} \right] \right) \right\}} \quad (6.34)$$

### 6.5.1 Hypothèses simplificatrices

#### Contributions du bruit de fond

L'expression ainsi trouvée dépend de nombreux paramètres ne pouvant pas être déterminés uniquement avec les données, notamment les paramètres liés aux photons non appariés (les  $\delta_i$  par exemple). Il est alors intéressant de savoir si les distributions en  $x_E$  des différentes contributions de bruit de fond sont semblables et peuvent être factorisées.

Plusieurs arguments tendent en faveur d'une telle hypothèse. En effet, considérons un parton d'énergie fixée, qui fragmente possiblement en plusieurs particules dont la plus énergétique est un  $\pi^0$  ou un  $\eta$ . Celle-ci sera considérée comme la particule trigger de l'événement, et une coupure d'isolation lui est appliquée. Cette coupure impose aux  $\pi^0$  ou  $\eta$  d'être associés à une faible activité hadronique et donc que la fraction d'impulsion du parton emportée est très proche de 1 ( $\langle z \rangle \approx 1$ ).

Ceci est valable pour les  $\pi^0$  et  $\eta$  fusionnés où toute l'énergie du méson est reconstruite dans un seul cluster, mais également pour les photons de décroissance célibataires pour lesquels une très grande fraction de l'énergie du  $\pi^0$  se trouve dans l'unique cluster reconstruit, puisque ce cas

concerne majoritairement des décroissances très asymétriques. Ainsi les distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  et  $\eta$  fusionnés ainsi que des photons de décroissances célibataires doivent être semblables.

Pour les photons de décroissances appariés, le paramètre  $\langle z \rangle$  est plus éloigné de 1, puisque la décroissance est plus symétrique, on peut s'attendre alors à avoir des distributions en  $x_E$  non-compatibles. Cependant, les photons de décroissances appariés représentent une contribution mineure au bruit de fond des photons directs et la statistique actuelle peut ne pas être sensible à la différence précisée.

La figure 6.33 présente les distributions en  $x_E$  pour les différentes contributions de bruit de fond ( $\pi^0$  fusionnés, photon de décroissance  $\gamma_{\pi^0}$  et  $\gamma_\eta$  appariés ou non) dans la zone de signal obtenues à l'aide de la simulation  $JJ_{3,5}$ . Les rapports des distributions en  $x_E$  des photons de décroissance appariés et célibataires sur la distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  fusionnés sont montrés en figure 6.34, à gauche pour les photons provenant de  $\pi^0$  et à droite pour les photons provenant de  $\eta$ . Chaque rapport est ajusté avec une fonction constante. Les ajustements donnent tous des constantes compatibles avec l'unité (voir figure), ce qui permet de confirmer que la simulation prédit des distributions en  $x_E$  similaires pour les différentes contributions de bruit de fond aux incertitudes statistiques près.

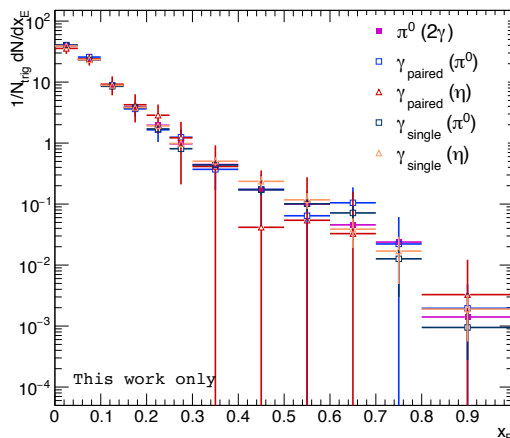


FIGURE 6.33 – Distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  à grand  $\lambda_0^2$  (carrés magenta), des photons de décroissance appariés provenant de  $\pi^0$  (carrés ouverts bleus) ou de  $\eta$  (triangles ouverts rouges) et des photons de décroissance non appariés provenant de  $\pi^0$  (carrés ouverts vert foncé) ou de  $\eta$  (triangles ouverts oranges) obtenues avec la simulation  $JJ_{3,5}$  pour un  $p_T^{\text{trig}}$  entre 10 et 12 GeV/c.

Par ailleurs, une partie de ce test peut également être réalisée à partir des données : les distributions en  $x_E$  des photons de décroissance appariés peuvent être comparées à celle des  $\pi^0$  fusionnés. En effet, les deux photons étant détectés, il est possible de les étiqueter avec leur masse invariante.

La figure 6.35 présente les distributions en  $x_E$  pour les  $\pi^0$  fusionnés ainsi que celles pour les photons de décroissance appariés issues des données. La statistique est très limitée, cependant le rapport entre les distributions en  $x_E$  des photons appariés et celle des  $\pi^0$  fusionnés sont compatibles aux incertitudes statistiques près.

Les arguments avancés en faveur d'une factorisation des distributions en  $x_E$  des différentes contributions de bruit de fond semblent donc vérifiés. Ces distributions seront donc traitées dans la suite sous la forme d'un unique terme. L'expression de la distribution en  $x_E$  des photons isolés en 6.34 devient alors :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}}} \sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}} \left( \frac{1}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{\text{clusters}} - \frac{1 - \mathbb{P}_i}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{\pi^0} \right) \quad (6.35)$$



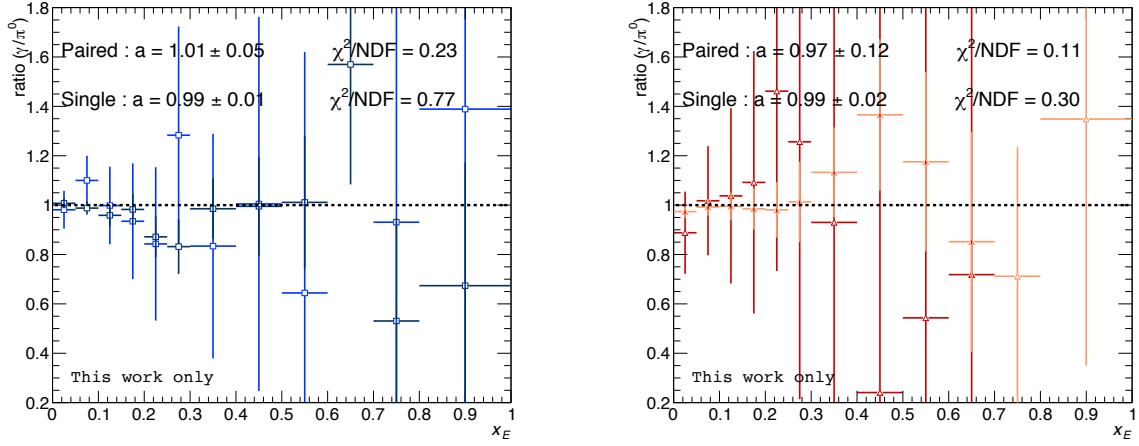


FIGURE 6.34 – Rapports des distributions des photons de décroissance appariés et célibataires provenant de  $\pi^0$  (à gauche) et de  $\eta$  (à droite) sur celle des  $\pi^0$  à grand  $\lambda_0^2$ . Les résultats de l'ajustement de chaque rapport par un paramètre constant sont également indiqués.

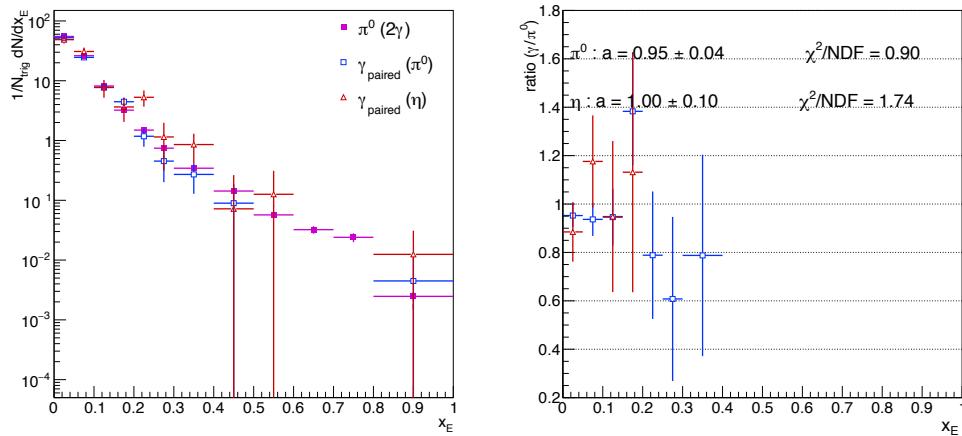


FIGURE 6.35 – Gauche : Distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  à grand  $\lambda_0^2$  (carrés magenta), des photons de décroissance appariés provenant de  $\pi^0$  (carrés ouverts bleus) ou de  $\eta$  (triangles ouverts rouges) obtenues à partir des données pour un  $p_T^{trig}$  entre 10 et 12 GeV/c. Droite : Rapports des distributions des photons de décroissance appariés provenant de  $\pi^0$  et de  $\eta$  sur celle des  $\pi^0$  à grand  $\lambda_0^2$ . Les résultats de l'ajustement de chaque rapport par un paramètre constant sont également indiqués.

où  $f(x_E)_{\pi^0}^{\pi^0}$  est la distribution des  $\pi^0$  fusionnés identifiés à grand  $\lambda_0^2$ , qui sont la source la plus abondante, et donc la mieux connue, de bruit de fond aux photons directs.

### Événement sous-jacent

Étant donnée l'acceptance réduite du calorimètre électromagnétique EMCal ( $107^\circ$ ), il n'est pas possible de corrélérer le photon direct aux particules neutres issues de la fragmentation du parton du côté opposé. De ce fait les distributions en  $x_E$  sont obtenues en ne considérant que la contribution chargée du jet opposé à la particule trigger  $k$  :

$$f(x_E)^k = \frac{1}{N_{\text{trig}}^k} \frac{dN_{h^\pm}}{dx_E} \quad (6.36)$$

où  $N_{h^\pm}$  correspond au nombre de hadrons chargés issus de la fragmentation du parton, les traces étant reconstruites avec la TPC et l'ITS.

Par ailleurs, le nombre de hadrons chargés dans le détecteur correspond à la somme de deux contributions : les hadrons provenant de la fragmentation du parton et l'événement sous-jacent :

$$\frac{dN_{h^\pm}^{k,\text{mesuré}}}{dx_E} = \frac{dN_{h^\pm}^k}{dx_E} + \frac{dN_{h^\pm}^{k,\text{UE}}}{dx_E} \quad (6.37)$$

Ainsi l'expression de la distribution en  $x_E$  devient :

$$f(x_E)^k = \frac{1}{N_{\text{trig}}^k} \left( \frac{dN_{h^\pm}^{k,\text{mesuré}}}{dx_E} - \frac{dN_{h^\pm}^{k,\text{UE}}}{dx_E} \right) \quad (6.38)$$

ou encore :

$$f(x_E)^k = f(x_E)^{k,\text{mesuré}} - f(x_E)^{k,\text{UE}} \quad (6.39)$$

En collisions pp, l'événement sous-jacent est supposé être produit de façon isotrope en azimut, ce qui signifie que la production de hadrons provenant de l'événement sous-jacent est la même quelle que soit la région en azimut considérée. Ainsi, afin de ne pas être contaminé par la présence de particules issues du processus dur à l'origine de la particule trigger, l'estimation de l'événement sous-jacent est réalisée dans des cônes perpendiculaires, dans le plan transverse, à la particule trigger (en bleu sur la figure 6.36). La distribution en  $x_E$  de l'événement sous-jacent est alors calculée en utilisant la distribution en  $p_T$  de l'événement sous-jacent estimée dans ces cônes (en bleu), tandis que l'angle  $\Delta\varphi$  est obtenu par tirage aléatoire suivant une loi uniforme entre  $2\pi/3$  et  $-2\pi/3$  (zone verte).

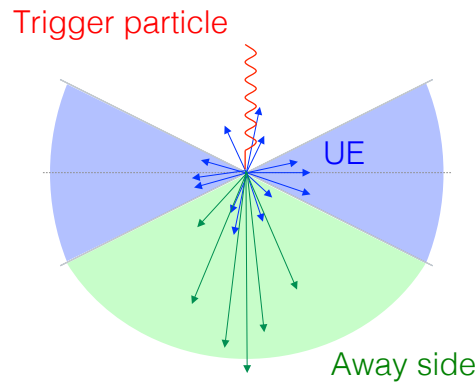


FIGURE 6.36 – Schéma présentant les différentes zones utiles pour l'analyse des corrélations : en vert, la zone des hadrons corrélés et en bleu la zone où l'événement sous-jacent est estimé.

La distribution en  $x_E$  des photons isolés est alors :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}}} \sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}} \left[ \frac{1}{\mathbb{P}_i} \left( f(x_E)_i^{\text{clusters, mesuré}} - f(x_E)_i^{\text{clusters, UE}} \right) - \frac{1 - \mathbb{P}_i}{\mathbb{P}_i} \left( f(x_E)_i^{\pi^0, \text{mesuré}} - f(x_E)_i^{\pi^0, \text{UE}} \right) \right] \quad (6.40)$$

L'événement sous-jacent étant indépendant du processus dur, sa distribution en  $x_E$  ne doit pas changer selon le type de particule trigger considéré et doit pouvoir être factorisé dans l'expression 6.40. La figure 6.37 présente la distribution en  $x_E$  de l'événement sous-jacent pour une particule trigger étant un cluster de la région à petit  $\lambda_0^2$  et celle pour un  $\pi^0$  à grand  $\lambda_0^2$ , tous les deux non isolés. Le rapport des deux distributions est compatible avec l'unité ce qui permet de s'assurer que la distribution en  $x_E$  de l'événement sous-jacent peut être factorisée :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}}} \sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}} \left( \frac{1}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{\text{clusters, mesuré}} - \frac{1 - \mathbb{P}_i}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{\pi^0, \text{mesuré}} - f(x_E)_i^{\text{UE}} \right) \quad (6.41)$$

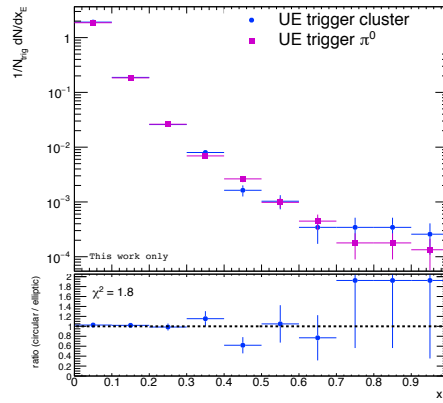


FIGURE 6.37 – Distributions en  $x_E$  de l'événement sous-jacent pour une particule trigger à petit  $\lambda_0^2$  (en bleu) et pour les  $\pi^0$  identifiés à grand  $\lambda_0^2$  (en magenta).

Dans un souci de réduire l'incertitude statistique associée à l'événement sous-jacent, la distribution de l'événement sous-jacent sera estimée à partir de la somme des contributions des clusters à petit  $\lambda_0^2$  et des  $\pi^0$  fusionnés.

### Correction des effets détecteurs

Une observable physique se doit d'être corrigée des effets de détection, à savoir dans notre cas, de l'efficacité de détection, de l'erreur de reconstruction sur  $p_T^h$  et  $p_T^{\text{trig}}$ , entre autres. Ceci est réalisé à l'aide du facteur correctif  $\alpha_{\text{corr}}$  défini comme le rapport de la distribution en  $x_E$  générée avec PYTHIA,  $f(x_E)^{k,\text{gen}}$ , et celle après propagation des particules dans le détecteur avec GEANT puis reconstruction,  $f(x_E)^{k,\text{reco}}$  :

$$\alpha_{\text{corr}} = \frac{f(x_E)^{k,\text{gen}}}{f(x_E)^{k,\text{reco}}} \quad (6.42)$$

où  $k$  est le type de particule trigger considéré.

L'acceptance réduite du calorimètre implique que, sur l'ensemble des événements étudiés, les zones où sont détectés les hadrons corrélés et l'événement sous-jacent ne se moyennent pas sur l'ensemble de la zone de détection de la TPC, ce qui doit être pris en compte en corrigeant les deux

termes de la distribution en  $x_E$  par deux facteurs correctifs distincts :  $\alpha_{corr}^{away}$  pour le côté opposé à la particule trigger et  $\alpha_{corr}^{UE}$  pour les cônes de l'événement sous-jacent :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\sum_i \mathbb{P}_i N_{trig,i}^{clusters}} \sum_i \mathbb{P}_i N_{trig,i}^{clusters} \left( \frac{1}{\mathbb{P}_i} \alpha_{corr,i}^{away,clusters} f(x_E)_i^{clusters, mesuré} - \frac{1 - \mathbb{P}_i}{\mathbb{P}_i} \alpha_{corr,i}^{away,\pi^0} f(x_E)_i^{\pi^0, mesuré} - \alpha_{corr,i}^{UE} f(x_E)_i^{UE} \right) \quad (6.43)$$

De plus, nous vérifierons également que les facteurs  $\alpha_{corr}$  sont indépendants du type de la particule trigger ainsi que de son impulsion transverse.

La région où sont détectés les photons et les  $\pi^0$  fusionnés est la même, les facteurs  $\alpha_{corr,i}^{j,cluster}$  et  $\alpha_{corr,i}^{j,\pi^0}$  devraient donc être les mêmes. La figure 6.38 présente le rapport des facteurs  $\alpha_{corr,i}^{away,k}$  (à gauche) et  $\alpha_{corr,i}^{UE,k}$  (à droite) entre un trigger de bas  $\lambda_0^2$  et un trigger  $\pi^0$  fusionné, qui est compatible avec l'unité.

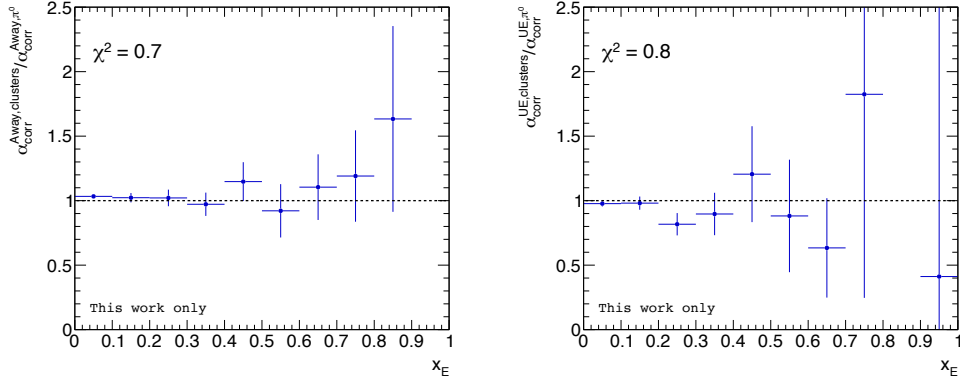


FIGURE 6.38 – Rapports des facteurs  $\alpha_{corr}^{away}$  (gauche) et  $\alpha_{corr}^{UE}$  (droite) déterminés avec une particule trigger à petit  $\lambda_0^2$  ou identifiée comme un  $\pi^0$  fusionné.

De ce fait, l'expression précédente peut être simplifiée :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\sum_i \mathbb{P}_i N_{trig,i}^{clusters}} \sum_i \mathbb{P}_i N_{trig,i}^{clusters} \left[ \alpha_{corr,i}^{away} \left( \frac{1}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{clusters, mesuré} - \frac{1 - \mathbb{P}_i}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{\pi^0, mesuré} \right) - \alpha_{corr,i}^{UE} f(x_E)_i^{UE} \right] \quad (6.44)$$

où les facteurs  $\alpha_{corr,i}^{away}$  et  $\alpha_{corr,i}^{UE}$  seront estimés en sommant les contributions des clusters de petit et grand  $\lambda_0^2$ , afin de diminuer l'incertitude statistique sur ces facteurs correctifs.

Enfin, pour éviter de rendre sensible l'estimation de la distribution en  $x_E$  aux fluctuations dues à la statistique, il est intéressant de s'assurer que les facteurs correctifs  $\alpha_{corr}$  puissent être factorisés sur l'ensemble des intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$ . Pour ce faire, l'évolution de  $\alpha_{corr}^{away}$  en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  est étudiée (le manque de statistique pour  $\alpha_{corr}^{UE}$ , rendrait son étude non conclusive).

La figure 6.39 montre la valeur de  $\alpha_{corr}^{away}$  en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  pour les 5 premiers intervalles en  $x_E$ , ceux où la statistique est suffisante pour conclure. Chaque distribution est ajustée avec un paramètre constant et la valeur du  $\chi^2$  de chaque ajustement, présentée sur la figure, permet de voir que la valeur de  $\alpha_{corr}^{away}$  n'évolue pas avec  $p_T^{\text{trig}}$ . De ce fait, les facteurs  $\alpha_{corr}^{away}$  et  $\alpha_{corr}^{UE}$  peuvent être

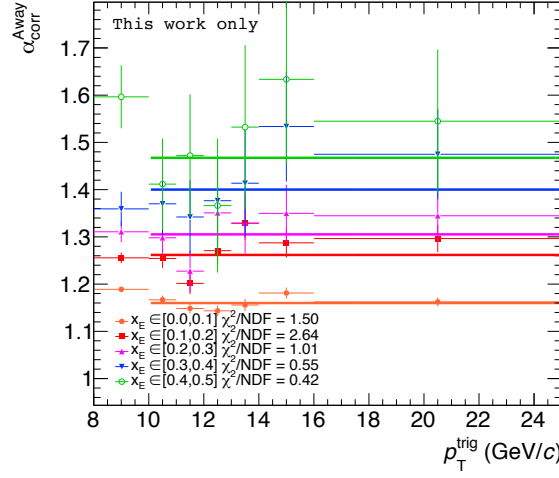


FIGURE 6.39 –  $\alpha_{corr}^{away}$  en fonction de  $p_T^{trig}$  pour différents intervalles en  $x_E$ , ajusté par une fonction constante.

considérés indépendants de l'intervalle en  $p_T^{trig}$  et seront estimés pour un  $p_T^{trig}$  entre 10 et 25 GeV/c :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\sum_i \mathbb{P}_i N_{trig,i}^{clusters}} \alpha_{corr}^{away} \sum_i \mathbb{P}_i N_{trig,i}^{clusters} \left[ \left( \frac{1}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{clusters, \text{mesuré}} - \frac{1 - \mathbb{P}_i}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{\pi^0, \text{mesuré}} \right) \right] - \alpha_{corr}^{UE} \sum_i \mathbb{P}_i N_{trig,i}^{clusters} f(x_E)_i^{UE} \quad (6.45)$$

Les facteurs correctifs finalement obtenus sont présentés en figure 6.40 pour la période LHC11d.

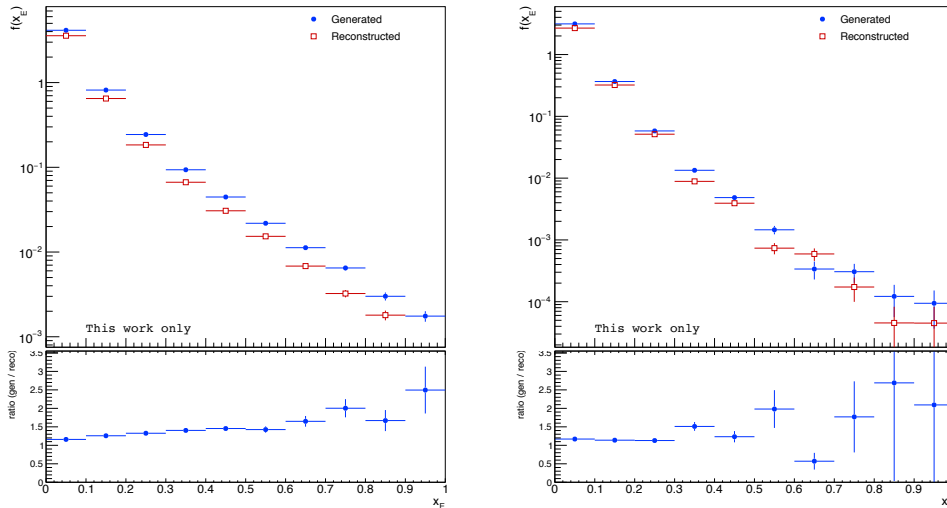


FIGURE 6.40 – Facteurs correctifs  $\alpha_{corr}^{away}$  (à gauche) et  $\alpha_{corr}^{UE}$  (à droite) pour la période LHC11d.

Il est à présent nécessaire de déterminer la distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  fusionnés avant d'obtenir la distribution en  $x_E$  des photons directs. Nous présenterons dans un premier temps les distributions en  $x_E$  obtenues pour les  $\pi^0$  isolés et non isolés pour étudier l'impact de la coupure d'isolation, puis la distribution pour les photons directs.

### 6.5.2 Distribution en $x_E$ des $\pi^0$

La statistique collectée avec les périodes LHC11c et LHC11d (voir section 6.1.1), permet de déterminer la distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  isolés et non isolés pour plusieurs intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  : [8, 9], [9, 10], [10, 11], [11,12], [12, 16] et [16, 25] GeV/c pour les non isolés et [8, 10], [10, 12], [12, 25] GeV/c pour les isolés.

La distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  s'écrit :

$$f(x_E)\pi^0 = \alpha_{\text{corr}}^{\text{away}} f(x_E)\pi^0, \text{mesuré} - \alpha_{\text{corr}}^{\text{UE}} f(x_E)\pi^0, \text{UE} \quad (6.46)$$

Les distributions  $f(x_E)\pi^0, \text{mesuré}$  et  $f(x_E)\pi^0, \text{UE}$  sont présentées en figure 6.41 en vert et magenta respectivement, pour les  $\pi^0$  non isolés à gauche et les  $\pi^0$  isolés à droite.

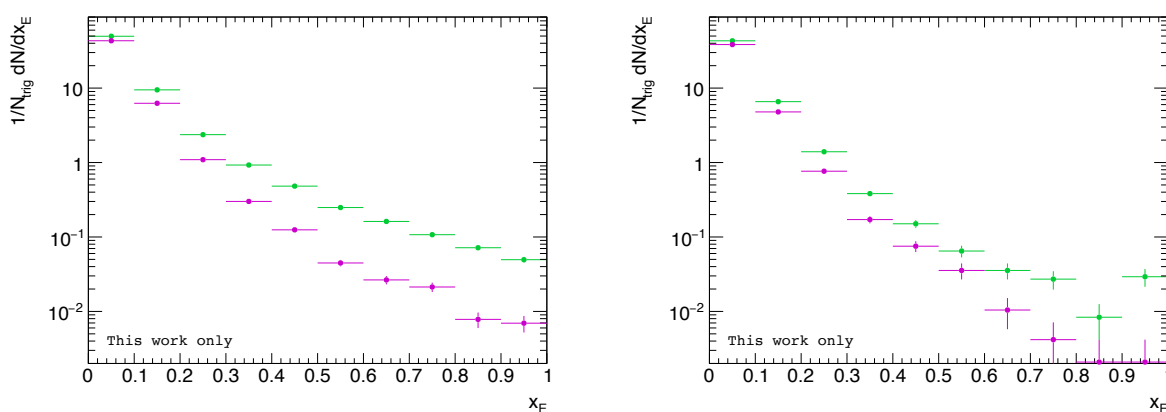


FIGURE 6.41 – Distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  en vert et celle de l'événement sous-jacent en magenta pour les  $\pi^0$  non isolés à gauche et les  $\pi^0$  isolés à droite.

L'événement sous-jacent étant majoritairement composé de particules de bas  $p_T$ , sa contribution sera importante à bas  $x_E$ . On observe en effet que la distribution en  $x_E$  de l'événement sous-jacent décroît fortement avec  $x_E$ , et qu'elle constitue la contribution majoritaire à bas  $p_T$  (i.e. à bas  $x_E$ ).

Les  $f(x_E)\pi^0, \text{mesuré}$  dépendent fortement du critère d'isolation. Ceci s'explique simplement en réexprimant la variable  $x_E$  en fonction de  $\langle z \rangle$  :

$$x_E = \frac{p_T^{\text{hadron}}}{p_T^{\text{trig}}} \cos(\Delta\varphi) = \frac{p_T^{\text{hadron}}}{z \times p_T^{\text{parton}}} \cos(\Delta\varphi) \quad (6.47)$$

Les simulations donnent  $\langle z \rangle \approx 0,5$  pour les  $\pi^0$  non isolés et  $\langle z \rangle \approx 0,8$  pour les  $\pi^0$  isolés (voir figure 6.14). De ce fait, la distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  isolés décroît plus vite que celle des  $\pi^0$  non isolés.

La figure 6.42 présente la distribution en  $x_E$  obtenue pour un intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$  pour les  $\pi^0$  non isolés à gauche et les  $\pi^0$  isolés à droite (les distributions en  $x_E$  pour l'ensemble des intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  peuvent être trouvées en annexe C.1). La distribution suit une loi exponentielle pour  $x_E \in [0, 2; 0, 8]$ , domaine où cette distribution est une bonne approximation de la fonction de fragmentation (voir figure 2.41b en section 2.6). Chaque distribution est donc ajustée par une fonction exponentielle dans l'intervalle en  $x_E$  donné, afin d'en extraire un paramètre de pente négative.

L'évolution de ce paramètre en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  est présenté en figure 6.43. Celui-ci sera comparé plus tard à des modèles théoriques.

### 6.5.3 Distribution en $x_E$ des photons directs

Pour rappel, la distribution en  $x_E$  des photons isolés est estimée avec l'équation 6.45.

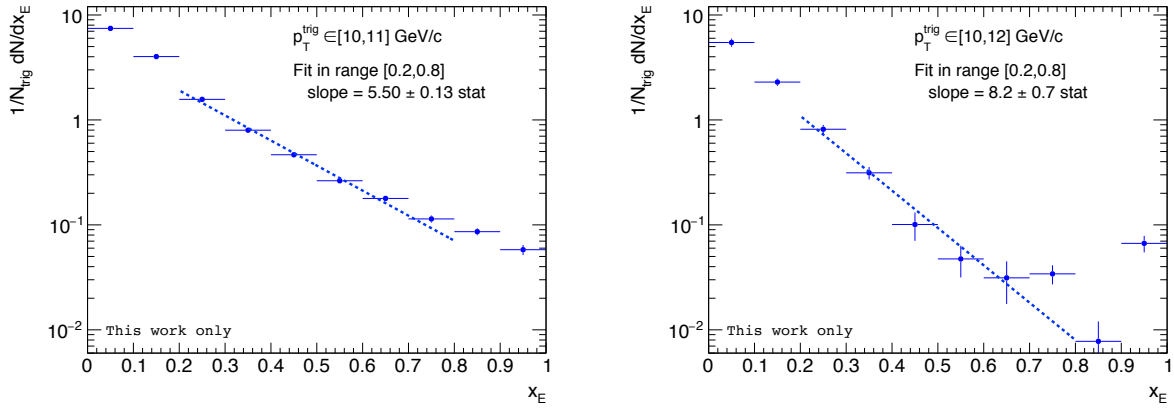


FIGURE 6.42 – Distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  non isolés (à gauche) et isolés (à droite).

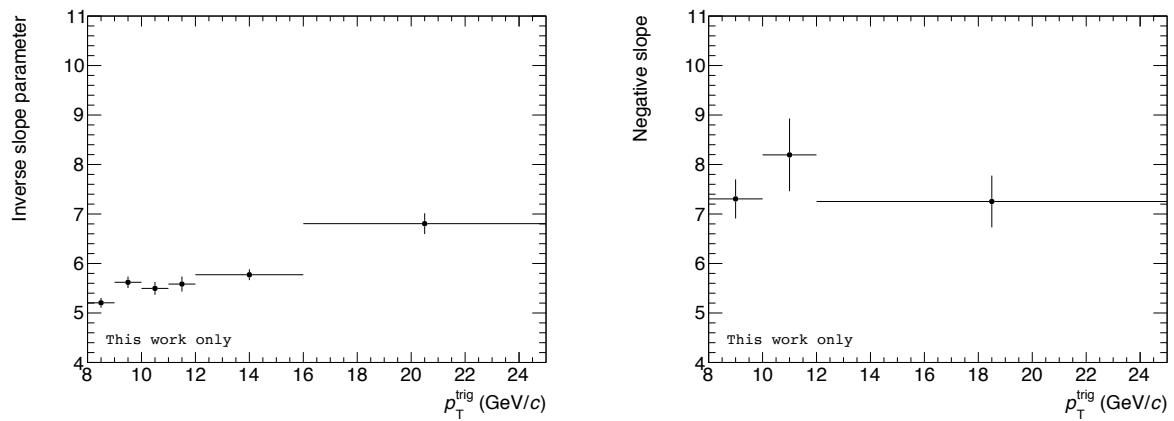


FIGURE 6.43 – Paramètres de pente négative en fonction de  $p_T^{trig}$  pour les  $\pi^0$  non isolés (à gauche) et isolés (à droite).

La figure 6.44 présente les trois contributions à la distribution en  $x_E$  des photons directs, sans prendre en compte la pondération due à la pureté. Comme attendu, la distribution en  $x_E$  de l'événement sous-jacent possède une pente légèrement plus grande que les deux autres distributions. Ces dernières sont très similaires, ce qui rend la distribution des photons directs peu sensible à la valeur de la pureté, mais plus à l'estimation de la distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  fusionnés.

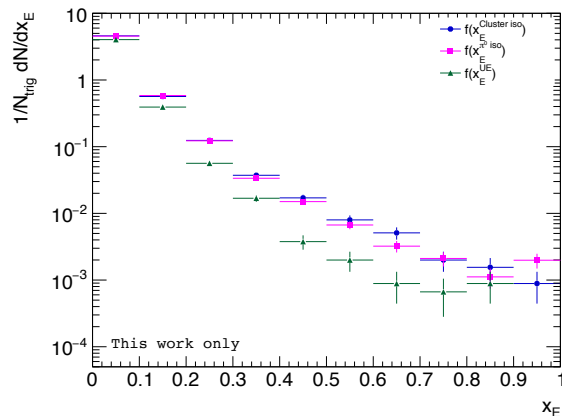


FIGURE 6.44 – Distributions en  $x_E$  des clusters à petit  $\lambda_0^2$  en bleu, du bruit de fond assimilé aux  $\pi^0$  fusionnés en magenta, et de l'événement sous-jacent en vert.

La figure 6.45 présente la distribution en  $x_E$  obtenue pour un  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 25 GeV/c pour l'ensemble des périodes LHC11c et LHC11d. Le point de l'intervalle en  $x_E$  entre 0,9 et 1 est négatif, mais compatible avec zéro, c'est pourquoi il n'apparaît pas sur la figure. Cette valeur négative s'explique par le fait que la statistique est très faible dans cette région en  $x_E$  et la soustraction du bruit de fond et de l'événement sous-jacent peut mener à ce genre de valeurs.

Comme dans le cas des  $\pi^0$ , la distribution est ajustée par une fonction exponentielle sur l'intervalle en  $x_E$  où la distribution est une bonne approximation de la fonction de fragmentation, permettant d'obtenir un paramètre de pente inverse de  $7,3 \pm 1,1$ .

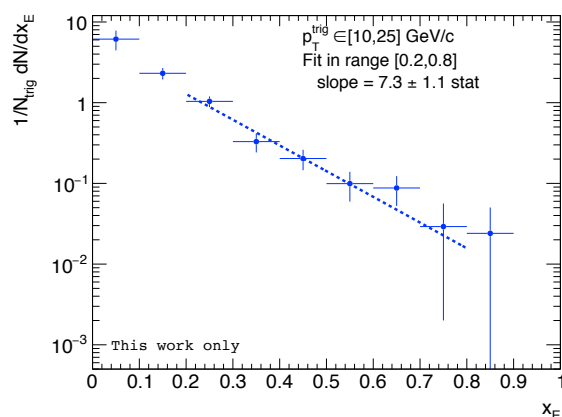


FIGURE 6.45 – Distribution en  $x_E$  des photons isolés pour  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 25 GeV/c.

## 6.6 Études systématiques

Avant de comparer les résultats obtenus à différents modèles théoriques, les effets systématiques liés à l'analyse doivent être identifiés et quantifiés. Les erreurs systématiques pour la pureté sont



présentées dans un premier temps, avant de montrer celles relatives au calcul des distributions en  $x_E$ .

### 6.6.1 Pureté

Les différentes sources d'erreurs systématiques suivantes ont été testées :

- Définition des zones de bruit de fond selon la coupure en anti-isolation et sur le paramètre  $\lambda_0^2$  ;
- Proportion de signal dans la simulation ;
- Différence entre données et simulation pour la distribution en  $\lambda_0^2$  ;
- Différence entre données et simulation pour la distribution en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  ;
- Hypothèse sur l'égalité du double ratio  $\mathcal{R}_N$  entre données et simulation ;
- Paramètres de reconstruction des traces.

Nous verrons alors que l'hypothèse sur l'égalité du rapport des facteurs  $\mathcal{C}_i^j$  est liée à la différence entre données et simulation pour la distribution en  $\lambda_0^2$  et en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$ .

#### Coupure d'anti-isolation

Afin de tester la sensibilité de la valeur estimée de la pureté  $\mathbb{P}_3$  à la coupure d'isolation, l'estimation de la pureté  $\mathbb{P}_3$  de référence obtenue avec la coupure nominale de 1,5 GeV/c est comparée à différentes puretés calculées pour une valeur de coupure d'anti-isolation qui varie entre 2,0 et 5,0 GeV/c. Aucune déviation systématique significative n'a été constatée lorsque la valeur de la coupure en anti-isolation a été modifiée. Ceci était attendu puisque les fractions d'isolation évoluent sensiblement de la même manière entre données et simulation à grand  $\lambda_0^2$ , comme le montrent les figures 6.26 et 6.27.

#### Coupure en $\lambda_0^2$

De la même manière, la pureté est estimée avec différentes valeurs de  $\lambda_0^2$  définissant les zones de bruit de fond, de  $\lambda_0^2 = 0,4$  à  $\lambda_0^2 = 1$ , et est comparée avec la pureté obtenue avec la valeur nominale  $\lambda_0^2 = 0,3$ . Ici encore, aucun effet systématique n'est observé, ce qui est en également en accord avec les figures 6.26 et 6.27.

#### Contamination du signal

Une proportion différente de photons directs entre la simulation et les données peut conduire à un biais dans l'estimation du rapport  $\mathcal{R}_N$ , comme le montre la figure 6.30, et donc sur la pureté. Pour étudier l'effet sur l'estimation de la pureté la quantité de signal dans le cocktail de simulation est modifiée ce qui change la contribution des photons directs dans les mêmes proportions pour les quatre zones A, B, C et D.

La figure 6.46 montre comment la pureté évolue lorsque la proportion de signal introduite dans le mélange  $GJ+JJ$  est doublée ou divisée par deux. La déviation par rapport à la valeur nominale évolue très peu avec  $p_T^{\text{trig}}$ , ce qui laisse à penser que les différences relatives entre les puretés ne sont pas dominées par les oscillations dues à la statistique. On peut donc conclure que l'effet observé est systématique. L'erreur systématique associée à la proportion de signal n'excède pas 1,5%.

#### Différence entre données et simulation pour les distributions en $\sum p_T^{\text{in cone}}$ et $\lambda_0^2$

Il a été montré que les distributions en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  et  $\lambda_0^2$  ne sont pas parfaitement reproduites dans la simulation (voir section 6.3.2), ce qui peut avoir un impact sur l'hypothèse de l'égalité du

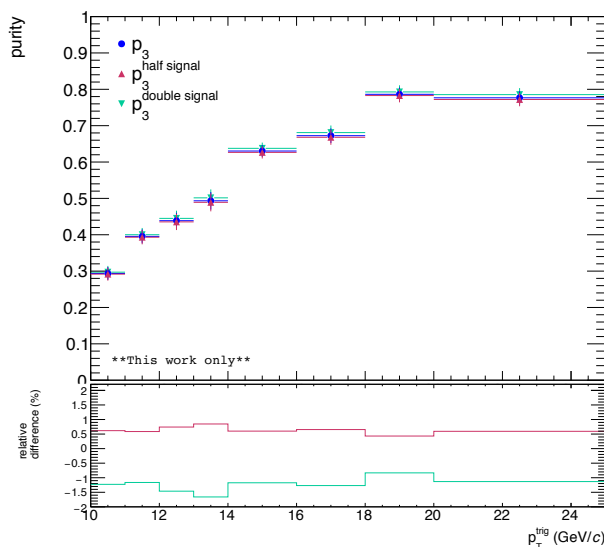


FIGURE 6.46 – Pureté  $\mathbb{P}_3$  obtenue pour différentes proportions de signal dans le mélange de simulation  $GJ+JJ$ .

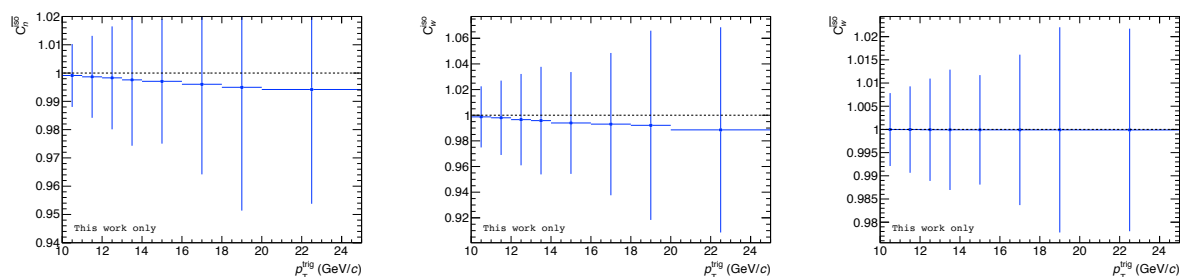


FIGURE 6.47 – Facteurs  $\overline{C}_n^{iso}$  (gauche),  $C_w^{iso}$  (milieu) et  $\overline{C}_w^{iso}$  (droite) en fonction de  $p_T^{trig}$ .

rapport des facteurs  $\mathcal{C}_i^j$  entre données expérimentales et simulation. Étant donné qu'il n'est pas possible d'accéder à ces facteurs dans les données, il n'est pas possible de comparer les données et la simulation. De ce fait, une incertitude systématique va être associée à la valeur des  $\mathcal{C}_i^j$ .

Leur dépendance en fonction de  $p_T^{trig}$  est présentée en figure 6.47. On observe que le facteur  $\overline{C}_w^{iso}$  (à droite) est égal à l'unité sur tout l'intervalle en  $p_T^{trig}$ , ce qui signifie qu'aucun photon direct ne se trouve dans la zone D. Ce facteur ne sera donc pas sensible à la mauvaise reproduction de  $\sum p_T^{in\ cone}$  et  $\lambda_0^2$ .

Les deux autres facteurs sont quant à eux légèrement différents de 1. Il est donc nécessaire d'évaluer comment l'estimation de la pureté est affectée si l'on change ces deux facteurs, de manière indépendante. Ceci aura l'avantage de modifier la contribution des photons directs dans les zones B et C dans des proportions qui ne sont pas forcément les mêmes, contrairement au test précédent où la proportion de simulation  $GJ$  était modifiée dans les quatre zones. Ce test permet de prendre en compte le fait que la simulation peut reproduire moins bien le rapport signal sur bruit dans une zone par rapport à une autre.

Dans un premier temps, pour chaque intervalle en  $p_T^{trig}$  deux valeurs extrêmes sont choisies de manière symétrique autour de la valeur de référence de  $C_w^{iso}$ . La valeur maximale pouvant être atteinte est 1, ce qui signifie qu'il n'y a pas de signal dans la zone, et la valeur minimale est donc  $2C_{w,ref}^{iso} - 1$ . La figure 6.48 montre la différence entre la pureté de référence et celles obtenues avec les valeurs extrêmes de  $C_w^{iso}$ . L'effet systématique associé au facteur  $C_w^{iso}$  est faible et n'excède pas

0,2%.

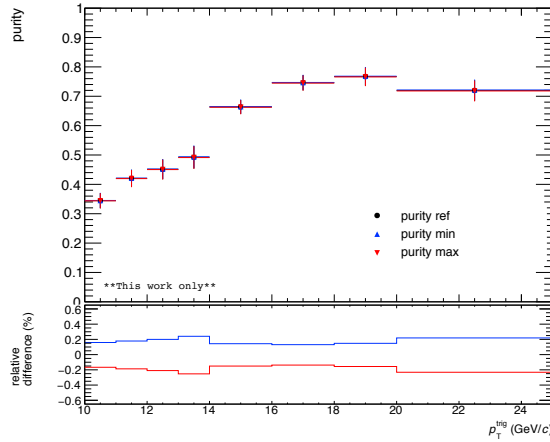


FIGURE 6.48 – Pureté  $\mathbb{P}_3$  de référence (noir) et celles obtenues avec des valeurs extrêmes de  $C_w^{iso}$ , en fonction de  $p_T^{trig}$ .

 tudier l'effet de la variation de  $C_n^{iso}$  revient à étudier comment l'estimation de la pureté évolue si la distribution en  $\lambda_0^2$  dans la simulation n'est pas corrig e (comme présenté en section 6.3.2). La figure 6.49 présente la comparaison des puretés estim es en ayant corrigé la distribution en  $\lambda_0^2$  de la simulation (en bleu) et sans correction (le rapport signal sur bruit n'est pas correctement reproduit en noir). Une déviation systématique inférieure à 1% est trouvée.

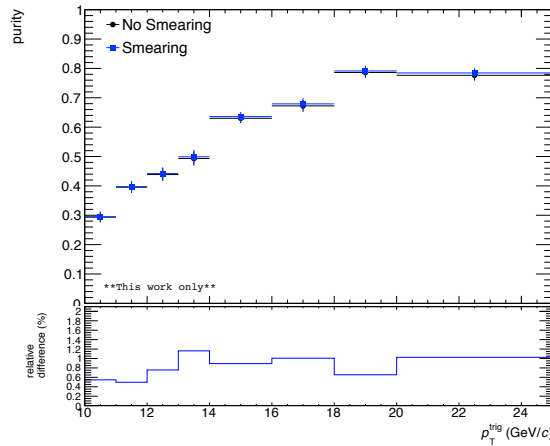


FIGURE 6.49 – Incertitude systématique sur la pureté obtenue avec l'incertitude statistique sur  $\mathcal{R}_N$ .

Même si la reproduction de la distribution en  $\lambda_0^2$  n'est pas parfaite et ne reproduit pas encore de manière satisfaisante les données, elle tend à s'en rapprocher et la pureté finale sera estim e avec cette correction et une incertitude de 1% y sera report e, afin de réaliser une estimation prudente.

### Hypothèse de l'égalité du double ratio $\mathcal{R}_B$

Il a déjà été mentionné que l'hypothèse que le double ratio  $\mathcal{R}_B$  soit le même dans les données et dans la simulation ne peut pas être v rifi e, et le rapport  $\mathcal{R}_N$  est étudié à la place. Toute déviation dans ce rapport entre la partie à bas et haut  $\lambda_0^2$  induit un biais systématique sur l'estimation de la pureté.

Le test présenté en figure 6.28 a montré que l'hypothèse est vérifiée aux incertitudes statistiques près desquelles est extraite une incertitude systématique en lien avec l'hypothèse de l'égalité du double ratio  $\mathcal{R}_B$ .

Pour ce faire, la pureté  $\mathbb{P}_3$  peut être réexprimée de manière à faire intervenir non plus le rapport  $\mathcal{R}_B$ , mais  $\mathcal{R}_N$  :

$$\mathbb{P}_3 = 1 - \left( \frac{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}}{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} \times (1 - \mathbb{P}_{\text{vraie}}) \left( \frac{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}}{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{MC-GJ+JJ}} = 1 - \left( \frac{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\overline{\text{iso}}}}{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\overline{\text{iso}}}} \right)_{\text{data}} \times (1 - \mathbb{P}_{\text{vraie}}) \mathcal{R}_N \quad (6.48)$$

où  $\mathbb{P}_{\text{vraie}} = S_n^{\text{iso}}/N_n^{\text{iso}}$  dans la simulation  $GJ+JJ$ . Il est alors possible de propager analytiquement l'incertitude sur la constante issue de l'ajustement du rapport  $\mathcal{R}_N$  (voir figure 6.28) sur l'estimation de la pureté. La figure 6.50 présente l'incertitude ainsi obtenue, qui est de l'ordre de 7%.

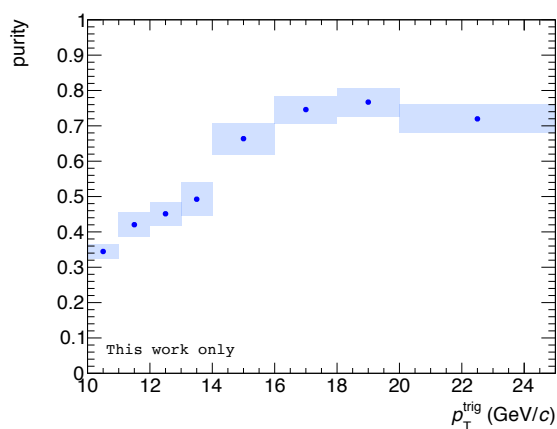


FIGURE 6.50 – Incertitude systématique sur la pureté obtenue avec l'incertitude statistique sur  $\mathcal{R}_N$ .

### Paramètres de reconstruction des traces

La procédure de reconstruction des traces est un processus itératif (voir section 4.1.2) lors duquel la validité de la trajectoire des particules chargées est déterminée par différents paramètres. Les coupures appliquées sur ces différents paramètres pourraient modifier le spectre en  $p_T$  des traces et donc la contribution des particules chargées à l'activité au sein du cône d'isolation. On cherche donc à connaître l'impact de ces coupures sur la distribution en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  des particules chargées, qui déterminera si un effet systématique peut être attendu sur l'estimation de la pureté.

La référence [185] montre que, parmi tous les paramètres existants, seulement trois ont un impact sur le  $p_T$  des particules chargées, et qui peuvent potentiellement avoir un impact sur la distribution en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$ . Les valeurs de référence de ces trois paramètres ainsi que les variations appliquées pour la recherche de biais systématiques sont issues de [185] et sont résumées dans le tableau 6.7.

	nominal	minimum	maximum
$\chi^2$ par cluster de la TPC	4	3.2	4.8
$\chi^2$ global / contraint	36	30	42
Coupure DCA sur la position en $z$ du vertex	3.2	2.6	3.8

TABLE 6.7 – Valeurs des paramètres de reconstruction des traces.

La figure 6.51 présente la distribution en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  des traces reconstruites avec les valeurs de référence des différents paramètres (en noir), ainsi que les distributions obtenues avec les différentes valeurs de paramètres, en les faisant varier indépendamment. Le rapport des distributions sur la distribution de référence est présenté à droite et montre une variation de  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  de l'ordre 0,05%, ce qui est négligeable par rapport à l'incertitude statistique. De ce fait, aucune incertitude systématique n'est associée à ces coupures.

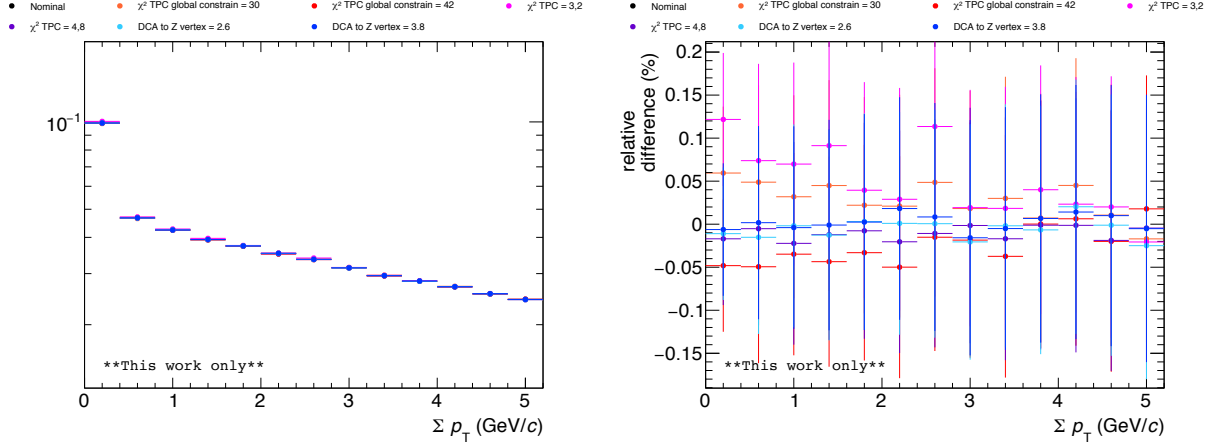


FIGURE 6.51 – Gauche : Distributions en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$ , avec la contribution des traces uniquement, pour différentes valeurs de paramètres de reconstruction des traces. Droite : Rapport des distributions sur la distribution de référence.

## Résumé

Le tableau 6.8 et la figure 6.52 résument les incertitudes systématiques associées à l'estimation de la pureté. L'incertitude systématique totale est complètement dominée par la méconnaissance du rapport  $\mathcal{R}_B$  avec une incertitude entre 8% à bas  $p_T^{\text{trig}}$  et 6% à haut  $p_T^{\text{trig}}$ . L'incertitude statistique est comparable à l'incertitude systématique à bas  $p_T^{\text{trig}}$ , et est plus faible à haut  $p_T^{\text{trig}}$  (la chute de l'incertitude statistique s'explique par le changement de la taille des intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  mais aussi par l'utilisation d'une seconde simulation possédant une bonne statistique à haut  $p_T^{\text{trig}}$ ). La section 8.2.1 discutera des pistes d'améliorations pour diminuer l'incertitude systématique sur l'estimation de la pureté.

$p_T^{\text{trig}}$ (GeV/c)	Pureté	Stat. (%)	Syst. totale (%)	$\lambda_0^2$ (%)	Contamination du signal (%)	$\mathcal{C}_w^{\text{iso}}$ (%)	$\mathcal{R}_N$ (%)
[10, 11]	0.34	$\pm 7.5$	$\pm 7.6$	$\pm 0.5$	$\pm 1.5$	$\pm 0.3$	$\pm 7.5$
[11, 12]	0.42	$\pm 6.9$	$\pm 7.9$	$\pm 0.6$	$\pm 1.7$	$\pm 0.4$	$\pm 7.7$
[12, 13]	0.45	$\pm 7.5$	$\pm 8.0$	$\pm 0.7$	$\pm 2.0$	$\pm 0.4$	$\pm 7.8$
[13, 14]	0.49	$\pm 7.8$	$\pm 7.6$	$\pm 0.9$	$\pm 2.2$	$\pm 0.4$	$\pm 7.4$
[14, 16]	0.66	$\pm 3.6$	$\pm 6.9$	$\pm 0.9$	$\pm 2.1$	$\pm 0.3$	$\pm 6.7$
[16, 18]	0.65	$\pm 3.3$	$\pm 6.3$	$\pm 1.0$	$\pm 1.9$	$\pm 0.3$	$\pm 5.9$
[18, 20]	0.74	$\pm 3.1$	$\pm 6.1$	$\pm 1.1$	$\pm 1.9$	$\pm 0.3$	$\pm 5.6$
[20, 25]	0.72	$\pm 4.9$	$\pm 6.0$	$\pm 1.1$	$\pm 1.9$	$\pm 0.4$	$\pm 5.5$

TABLE 6.8 – Résumé des valeurs des incertitudes statistique et systématiques.

Les incertitudes ainsi évaluées sont ensuite propagées à la distribution en  $x_E$  des photons directs.

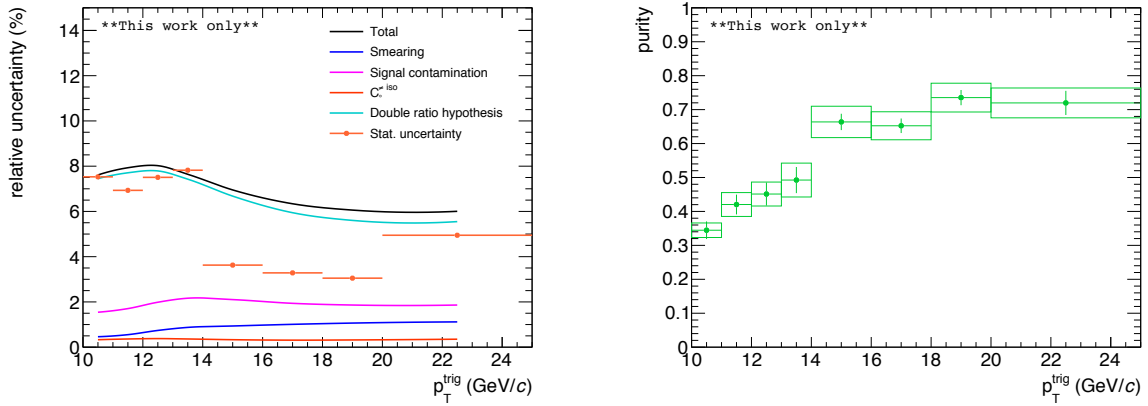


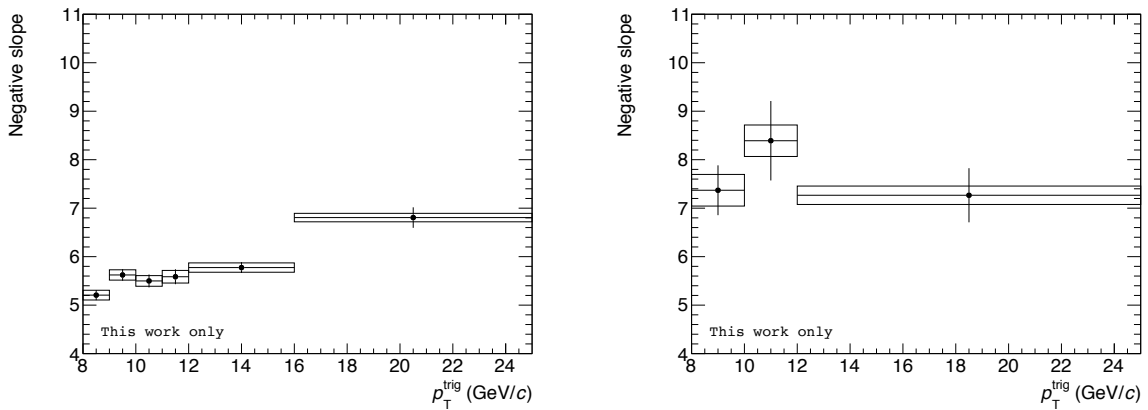
FIGURE 6.52 – Résumé des incertitudes statistique et systématiques.

### 6.6.2 Distribution en $x_E$ des $\pi^0$

Les études concernant les effets systématiques possibles pour les distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  non isolés et isolés ne sont pas aussi abouties que pour la pureté ou la distribution des photons directs, mais devront être considérées, dans un futur proche, afin de pouvoir les propager correctement sur la distribution en  $x_E$  des photons directs, et déclarer celle-ci finale.

L'incertitude statistique sur les facteurs correctifs  $\alpha_{corr}^{away}$  et  $\alpha_{corr}^{UE}$  provenant de la simulation ont été propagées analytiquement afin d'obtenir l'incertitude systématique sur les distributions en  $x_E$ .

La figure 6.53 présente le paramètre de pente négative en fonction de  $p_T^{trig}$  pour les  $\pi^0$  non isolés, à gauche, et les  $\pi^0$  isolés, à droite, avec les incertitudes statistiques et systématiques associées. Ce paramètre est obtenu en ajustant les distributions en  $x_E$  avec comme incertitude totale la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique. L'incertitude statistique associée au paramètre de pente négative est obtenue en ajustant la distribution en  $x_E$  avec les incertitudes statistiques uniquement, et l'incertitude systématique est obtenue en supposant que les deux contributions s'additionnent quadratiquement. Dans les deux cas, l'incertitude statistique est celle dominante, et elle pourra donc être réduite avec de nouvelles données.


 FIGURE 6.53 – Paramètre de pente négative en fonction de  $p_T^{trig}$  pour les  $\pi^0$  non isolés (gauche) et isolés (droite). Les erreurs statistiques sont représentées par les barres et les incertitudes systématiques par les boîtes.

### 6.6.3 Distribution en $x_E$ des photons directs

#### Sélection du signal

La distribution en  $x_E$  est normalisée au nombre de photons directs. De ce fait, la manière de définir la région de signal ne doit pas affecter cette distribution.

Afin de vérifier qu'aucun effet systématique dû à la définition de la zone de signal n'est observé, on compare la distribution en  $x_E$  pour des régions de signal définies avec les coupures en  $\lambda_0^2$  suivantes :  $[0, 1; 0, 25]$  et  $[0, 1; 0, 35]$ , sachant que la zone de signal de référence est définie avec  $\lambda_0^2 \in [0, 1; 0, 27]$ . La pureté doit, dans un premier temps, être recalculée pour les deux nouvelles coupures, puis la distribution en  $x_E$  peut être obtenue.

Les distributions ainsi obtenues sont compatibles avec la distribution en  $x_E$  de référence, et aucun effet systématique n'est donc à prendre en compte.

#### Efficacité et acceptation

Tout comme pour les  $\pi^0$ , l'incertitude sur les facteurs correctifs  $\alpha_{corr}^{away}$  et  $\alpha_{corr}^{UE}$  est propagée sur la distribution en  $x_E$  des photons isolés.

#### Résumé

La figure 6.54 résume les incertitudes systématiques associées à la distribution en  $x_E$  des photons isolés. L'incertitude systématique provenant de la pureté est du même ordre de grandeur que l'incertitude statistique à bas  $x_E$  qui est une région d'intérêt pour étudier les effets nucléaires chaud. Cette limitation importante de la mesure sera discutée dans le dernier chapitre de ce manuscrit. Cependant, dans la partie intermédiaire de la distribution, où l'ajustement exponentiel est réalisé, la source d'incertitude systématique dominante vient des facteurs  $\alpha_{corr}$ , qui est de l'ordre de 10% jusqu'à  $x_E = 0,8$ , et est largement plus faible que les incertitudes statistiques. De ce fait, avec un jeu de données plus conséquent, la modification de la pente en collisions Plomb-Plomb pourra certainement être observée.

Le résultat final obtenu pour la distribution en  $x_E$  des photons isolés est présenté en figure 6.55, et peut maintenant être comparé à des modèles théoriques.

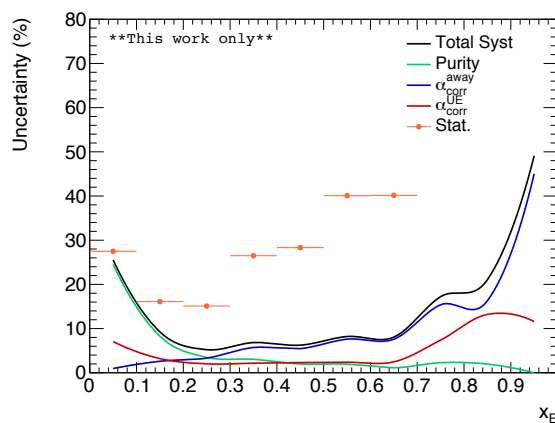


FIGURE 6.54 – Résumé des incertitudes en fonction de  $x_E$ .

## 6.7 Discussion des résultats

Afin de pouvoir interpréter nos résultats et les comparer à certains modèles théoriques, il est nécessaire non plus de réfléchir en terme de,  $p_T^{\text{trig}}$  mais de  $p_T^{\text{parton}}$ , ce qui nécessite de savoir quelles

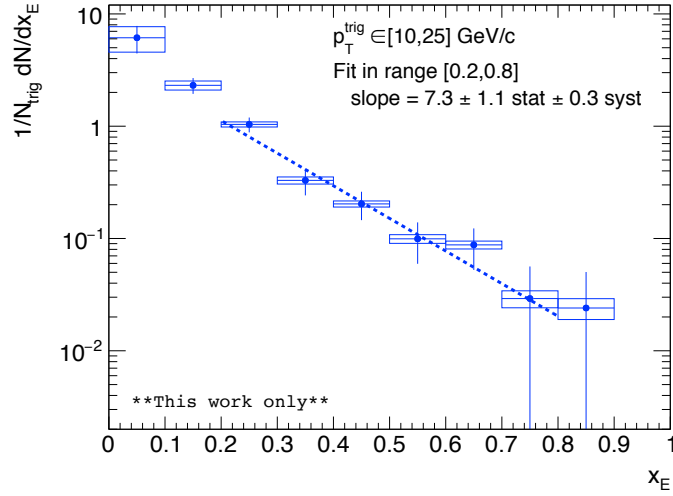


FIGURE 6.55 – Distribution en  $x_E$  des photons isolés. Les incertitudes statistiques sont représentées par les barres et celles systématiques par les boîtes.

sont les gammes en impulsion transverse moyenne emportée  $\langle z \rangle$  sondées pour chaque type de corrélations, puisque  $p_T^{\text{trig}} = z \times p_T^{\text{parton}}$ .

Le  $z$  moyen des photons directs est très proche de l'unité (la contribution des photons de fragmentation considérés comme du signal étant de l'ordre de 20%), alors que sa valeur en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  doit être déterminée pour les  $\pi^0$ . La figure 6.56 présente la distribution en  $z$  normalisée à l'intégrale obtenue à partir de la simulation, pour les  $\pi^0$  non isolés, à gauche, et les  $\pi^0$  isolés, à droite, pour différents intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  pour lesquels la distribution en  $x_E$  a été estimée. On constate que pour les  $\pi^0$  non isolés, la dépendance de  $\langle z \rangle$  en  $p_T^{\text{trig}}$  est très faible, alors qu'une dépendance évidente est observée pour les  $\pi^0$  isolés.

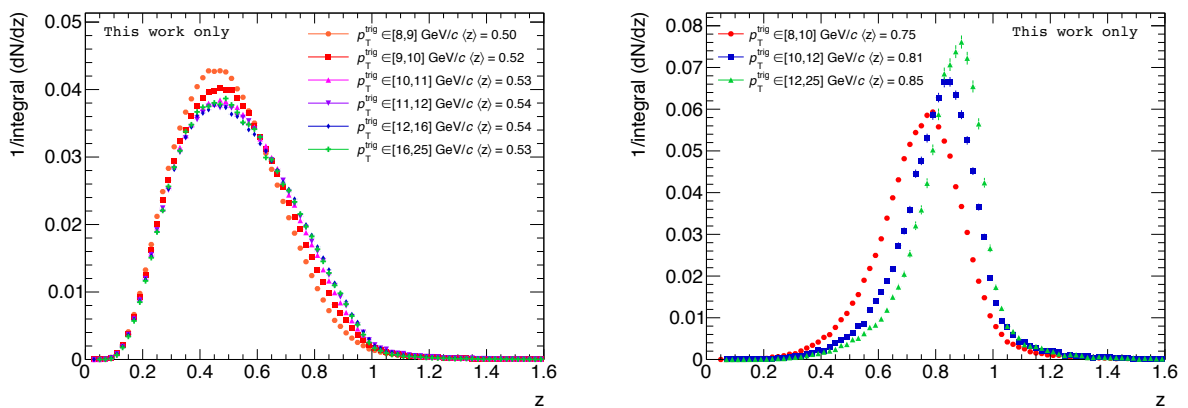


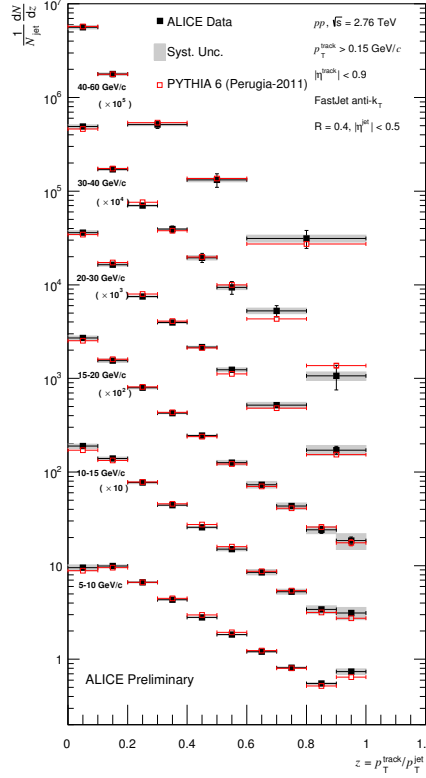
FIGURE 6.56 – Distributions en  $z$  normalisées à l'intégrale obtenues par simulation pour différents intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  pour les  $\pi^0$  non isolés (à gauche) et isolés (à droite).

De ce fait, dans le cas de  $\pi^0$  non isolés, la variation observée dans la pente de la distribution en  $x_E$  en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  est une représentation directe de l'évolution de la pente de la distribution en  $x_E$  en fonction de  $p_T^{\text{parton}}$  et permet d'observer directement comment la fonction de fragmentation évolue avec  $p_T^{\text{parton}}$ . Dans le cas où la coupure d'isolation est appliquée, l'interprétation est rendue plus difficile du fait de la dépendance de  $\langle z \rangle$  en  $p_T^{\text{trig}}$ . Au final, les intervalles en  $p_T^{\text{parton}}$  sondés par les



corrélations  $\pi^0$ -hadron sont [16,50] et [10,30] GeV/c pour les  $\pi^0$  non isolés et isolés respectivement.

La figure 6.57 présente la distribution en  $z$  mesuré pour différents intervalles en  $p_T^{jet}$ , qui doit être équivalent à  $p_T^{parton}$  en collisions proton-proton. Une augmentation de la pente est observée avec  $p_T^{jet}$ . De ce fait, nous devrions observer une augmentation de la pente négative issue de l'ajustement de la distribution en  $x_E$  avec  $p_T^{trig}$ , et ce de manière plus marquée pour les  $\pi^0$  non isolés par rapport aux  $\pi^0$  isolés, puisqu'un intervalle plus large en  $p_T^{parton}$  est accessible.



ALI-PREL-126162

FIGURE 6.57 – Distribution en  $z$  des jets reconstruits avec un rayon  $R = 0,4$  (noir) comparé à PYTHIA (rouge) pour différents intervalles en  $p_T^{jet}$ .

La figure 6.58 présente l'évolution de la pente issue de l'ajustement des distributions en  $x_E$  en fonction de  $p_T^{trig}$  pour les  $\pi^0$  non isolés, à gauche, et isolés, à droite. Les valeurs obtenues sont comparées à la pente issue de l'ajustement de la fonction de fragmentation trouvée à l'aide de PYTHIA. L'accord global entre les données et PYTHIA est satisfaisant pour les  $\pi^0$  avec et sans coupure d'isolation. On observe que la pente augmente franchement pour les  $\pi^0$  isolés ( $\approx 30\%$  dans les données et la simulation). Pour le cas des  $\pi^0$  isolés les incertitudes sur les données expérimentales sont trop grandes pour conclure, mais les valeurs de PYTHIA présentent une augmentation de l'ordre de 12%, plus faible que pour les  $\pi^0$  non isolés, ce qui confirme le raisonnement développé précédemment.

Finalement, les résultats obtenus peuvent être comparés à des prédictions NLO [186]. La figure 6.59 montre la comparaison entre les pentes négatives des  $\pi^0$  non isolés et celles déterminées par ajustement des fonctions de fragmentation de quark (en rouge) et de gluon (en bleu) en pion chargés. Ces fonctions de fragmentation sont les paramétrisations DSS [187] (à gauche) et KKP [188] (à droite). Les pentes obtenues ne sont pas en accord avec les prédictions, même si elles s'approchent davantage des pentes des fonctions de fragmentation du gluon avec  $\langle z \rangle = 0,5$ , comme on peut s'y attendre pour les  $\pi^0$ .

Les pentes négatives des  $\pi^0$  isolés et celle des photons isolés sont comparées sur la figure 6.60 avec les pentes obtenues à partir des paramétrisations DSS (à gauche) et KKP (à droite). Alors que

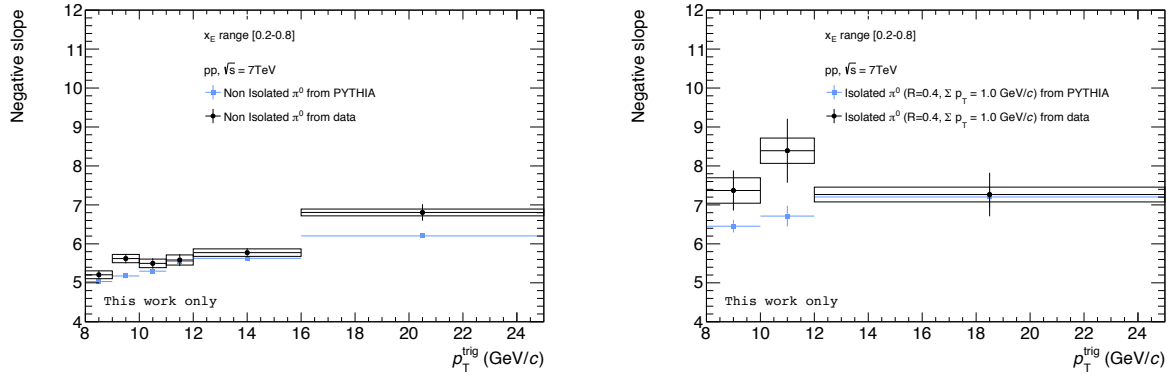


FIGURE 6.58 – Évolution en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  de la pente négative issue de l’ajustement des distributions en  $x_E$  (en noir) et des fonctions de fragmentation obtenues avec PYTHIA (en bleu) pour les  $\pi^0$  non isolés, à gauche, et isolés, à droite.

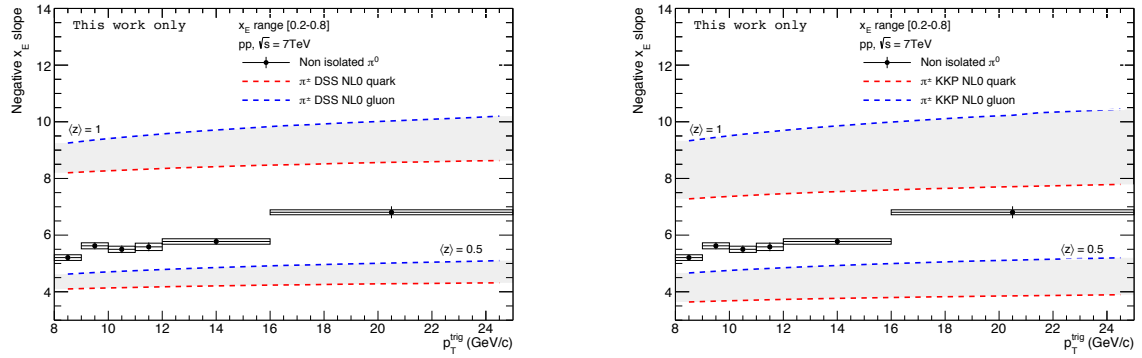


FIGURE 6.59 – Évolution en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  des pentes obtenues par ajustement de la distribution en  $x_E$  pour les  $\pi^0$  non isolés (points noirs), comparées aux pentes obtenues par ajustement des fonctions de fragmentation de quark (rouge) et de gluon (bleu) en pion, avec les paramétrisations DSS (à gauche) et KKP (à droite) pour un paramètre  $\langle z \rangle = 1$  (bande supérieure) et  $\langle z \rangle = 0,5$  (bande inférieure).

l’on s’attendrait à ce que des valeurs de pentes plus élevées soient obtenues pour les corrélations  $\pi^0$ -hadron (des gluons sont majoritairement émis du côté opposé) par rapport aux corrélations  $\gamma$ -hadron (des quarks sont majoritairement émis du côté opposé), les incertitudes statistiques ne permettent pas de différencier les pentes des photons et des  $\pi^0$  isolés. Par ailleurs, les valeurs obtenues sont en accord avec les deux paramétrisations utilisées.

Les résultats obtenus ne permettent pas actuellement d’apporter des contraintes sur les modèles de fonctions de fragmentation. Néanmoins, nous avons démontré qu’une telle mesure est accessible avec l’expérience ALICE, et ce, pour des  $p_T^{\text{trig}}$  qui ne sont pas sondés dans les autres expériences du LHC.

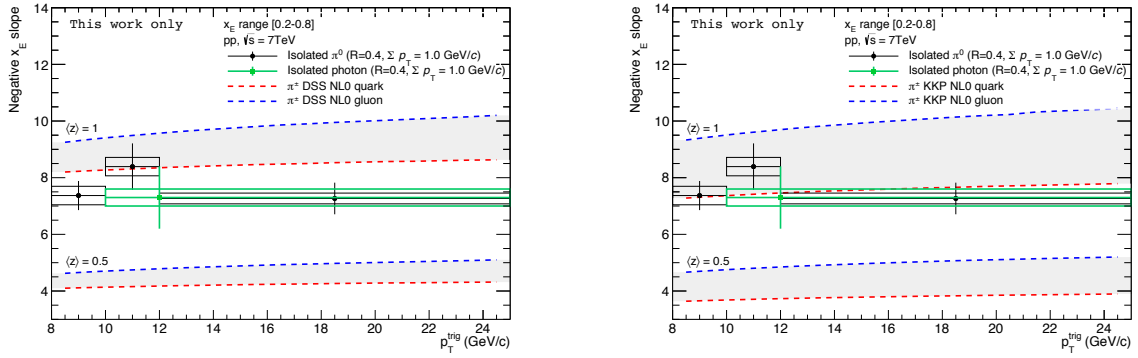


FIGURE 6.60 – Évolution en fonction de  $p_T^{trig}$  des pentes obtenues par ajustement de la distribution en  $x_E$  pour les  $\pi^0$  isolés (points noirs) et les photons isolés (en vert), comparées à la pente obtenue pour les photons isolés et aux pentes obtenues par ajustement des fonctions de fragmentation de quark (rouge) et de gluon (bleu) en pion, avec les paramétrisations DSS (à gauche) et KKP (à droite) pour un paramètre  $\langle z \rangle = 1$  (bande supérieure) et  $\langle z \rangle = 0,5$  (bande inférieure).

# 7 | Analyse des corrélations $\gamma$ -hadron en collisions proton-Plomb

## Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Sélection des données</b>	<b>164</b>
7.1.1	Sélection des runs	164
7.1.2	Sélection des particules neutres	165
7.1.3	Sélection des particules chargées	165
<b>7.2</b>	<b>Simulations Monte-Carlo</b>	<b>165</b>
<b>7.3</b>	<b>Suppression de l'événement sous-jacent</b>	<b>166</b>
7.3.1	Méthode	167
7.3.2	Taille de la surface d'estimation de l'événement sous-jacent	169
7.3.3	Activité dans le cône après soustraction	170
<b>7.4</b>	<b>Discrimination entre photons et <math>\pi^0</math></b>	<b>171</b>
7.4.1	Forme du cluster	171
7.4.2	Isolation	171
7.4.3	Pureté	173
<b>7.5</b>	<b>Distributions en <math>x_E</math></b>	<b>174</b>
7.5.1	Distributions en $x_E$ des $\pi^0$	174
7.5.2	Distributions en $x_E$ des photons directs	175
<b>7.6</b>	<b>Étude des effets nucléaires froids</b>	<b>178</b>
7.6.1	Comparaison des paramètres de pente négative	179
7.6.2	Facteur de modification nucléaire	180

---

L'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron en collisions proton-Plomb permet d'étudier la sensibilité de la fonction de fragmentation aux effets nucléaires froids.

Ce chapitre présente l'analyse préliminaire des corrélations  $\gamma$ -hadron et  $\pi^0$ -hadron réalisée lors de cette thèse. Comme dans le chapitre précédent, les données et les simulations Monte-Carlo utilisées seront présentées dans un premier temps. Le travail de soustraction de l'événement sous-jacent, particulier à ce système, sera abordé avant de pouvoir appliquer la coupure d'isolation. Puis, l'estimation de la pureté des photons directs sera montrée. Les distributions en  $x_E$  pour les  $\pi^0$  puis pour les photons directs seront enfin présentées. Pour finir, les résultats obtenus en collisions proton-Plomb seront comparés aux résultats en collisions proton-proton afin d'obtenir le facteur de modification nucléaire  $Q_{pPb}$ .

## 7.1 Sélection des données

Les données utilisées ont été collectées en 2013 à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV, avec deux seuils en énergie pour le système de déclenchement L1 de EMCAL : 7 GeV (noté EGA2) et 11 GeV (noté EGA1). Trois périodes sont considérées pour la suite : LHC13d et LHC13e pour les collisions proton-Plomb et LHC13f pour les collisions Plomb-proton. Ces différentes configurations permettent de sonder différentes régions en  $x$  (voir définition dans la section 1.3.2), notamment lorsque l'on se place à grande rapidité. Les particules utilisées pour cette analyse étant détectées à rapidité centrale, les deux configurations de collisions seront traitées de la même manière.

La figure 7.1 présente le rapport des distributions en énergie des clusters entre les périodes de prise de données avec un niveau de déclenchement de biais minimum et les deux niveaux de déclenchement EGA1 (en vert) et EGA2 (en bleu). Ces deux niveaux de déclenchement sont complètement efficaces, si l'on se réfère au déclenchement de biais minimum, au-delà de 10 et 14 GeV respectivement. De ce fait, dans la suite, le niveau de déclenchement EGA2 sera utilisé pour  $p_T^{\text{trig}} \in [10, 14]$  GeV/ $c$  et EGA1 pour  $p_T^{\text{trig}} \in [14, 25]$  GeV/ $c$ .

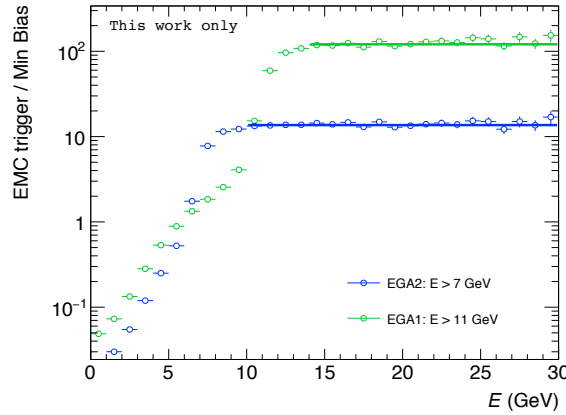


FIGURE 7.1 – *Rapports des distributions en énergie des clusters entre les périodes de prise de données avec un niveau de déclenchement de biais minimum et les deux niveaux de déclenchement EGA1 (en vert) et EGA2 (en bleu).*

### 7.1.1 Sélection des runs

La liste des runs pouvant être utilisés pour l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron est déterminée grâce à une analyse de la qualité des données (dont les détails peuvent être trouvés en [189]). La liste finale ainsi obtenue est la suivante :

- LHC13d : 195724, 195760, 195767, 195783, 195787, 195826, 195827, 195831, 195867, 195872 ;
- LHC13e : 195935, 195954, 195955, 195958, 196085, 196089, 196090, 196091, 196107, 196185, 196187, 196194, 196197, 196199, 196200, 196201, 196208, 196214, 196308, 196309, 196310 ;
- LHC13f : 196475, 196477, 196535, 196608, 196648, 196701, 196702, 196706, 196721, 196722, 196869, 196870, 196965, 196972, 196973, 196974, 197003, 197011, 197012, 197015, 197031, 197089, 197090, 197091, 197092, 197138, 197139, 197142, 197184, 197247, 197254, 197255, 197256, 197258, 197260, 197296, 197297, 197298, 197299, 197300, 197302, 197341, 197342, 197348, 197351, 197386, 197387, 197388.

Afin de réduire les événements provenant de l'empilement, une coupure sur la position en  $z$  du vertex primaire est également appliquée :  $|V_z| < 10$  cm.

### 7.1.2 Sélection des particules neutres

La sélection des particules neutres est faite de la même manière que pour l'analyse des corrélations en collisions proton-proton (voir section 6.1.2). Les coupures appliquées sont résumées dans le tableau 7.1.

Variables	Coupures
Clusterizer	V1
$E_{\text{seed}}$	$> 300$ MeV
$E_{\text{cell}}$	$> 50$ MeV
$t_{\text{cell}}$	$[-25,20]$ ns
Appariement cluster-trace	$d\eta < 0,025$ et $d\varphi < 0,03$
$n_{\text{cells}}$	$> 2$
$E_{\text{cluster}}$	$> 0,3$ GeV
$\lambda_0^2$	$> 0,1$
Exotique	$1 - \frac{E_{\text{cross}}}{E_{\text{cell}}} < 0,97$
Acceptance particule trigger	$ \eta  < 0,6$ et $\varphi \in [86, 174]^\circ$
Acceptance autres particules	$ \eta  < 0,65$ et $\varphi \in [81, 179]^\circ$

TABLE 7.1 – Résumé des coupures appliquées sur les clusters reconstruits de EMCal.

### 7.1.3 Sélection des particules chargées

Comme pour les particules neutres, la sélection des particules chargées est réalisée avec les mêmes coupures que pour les collisions proton-proton, à savoir  $p_T > 200$  MeV/c, et  $|\eta| < 0,8$  et  $\varphi \in [0, 2\pi]$  pour l'acceptance. Afin de ne pas être sensible aux défauts d'acceptance du SPD, la méthode des traces hybrides est également utilisée pour la reconstruction des traces, et permet d'obtenir une distribution homogène en  $\varphi$ , comme le montre la figure 7.2.

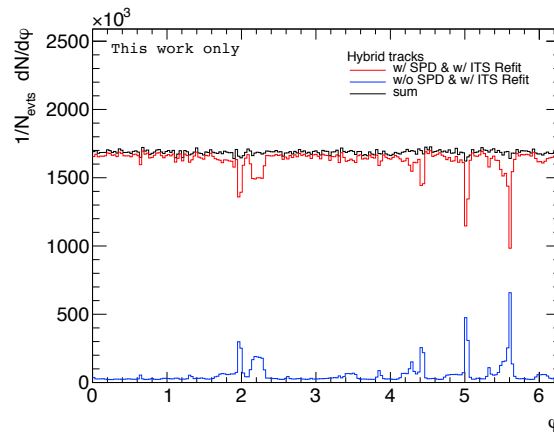


FIGURE 7.2 – Distribution azimutale des traces reconstruites avec (rouge) et sans (bleu) information dans le SPD. La somme des deux contributions (noir) est uniforme en  $\varphi$ .

## 7.2 Simulations Monte-Carlo

Les différentes simulations utilisées dans la suite sont générées avec PYTHIA en collisions proton-Plomb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV, et la propagation au sein du détecteur est réalisée avec GEANT3 :

- Simulations  $GJ$  :
  - LHC16c3c : ancree aux runs de LHC13d et LHC13e ;
  - LHC16c3c2 : ancree aux runs de LHC13f
- Simulations  $JJ$  :
  - LHC16c3a : ancree aux runs de LHC13d et LHC13e, avec un photon de décroissance avec  $p_T > 3,5$  GeV/c requis dans l'acceptance de EMCal (notée  $JJ_{3,5}$ ) ;
  - LHC16c3a2 : ancree aux runs de LHC13f, avec un photon de décroissance avec  $p_T > 3,5$  GeV/c requis dans l'acceptance de EMCal (également notée  $JJ_{3,5}$ ) ;
  - LHC16c3b : ancree aux runs de LHC13d et LHC13e, avec un photon de décroissance avec  $p_T > 7$  GeV/c requis dans l'acceptance de EMCal (notée  $JJ_7$ ) ;
  - LHC16c3b2 : ancree aux runs de LHC13f, avec un photon de décroissance avec  $p_T > 7$  GeV/c requis dans l'acceptance de EMCal (également notée  $JJ_7$ ) ;

Les distributions en  $p_T$  des clusters obtenues après avoir combiné les différents intervalles en  $p_T^{\text{hard}}$  (voir section 6.2) sont présentées en figure 7.3 pour  $GJ$ , à gauche, et  $JJ_{3,5}$ , à droite.

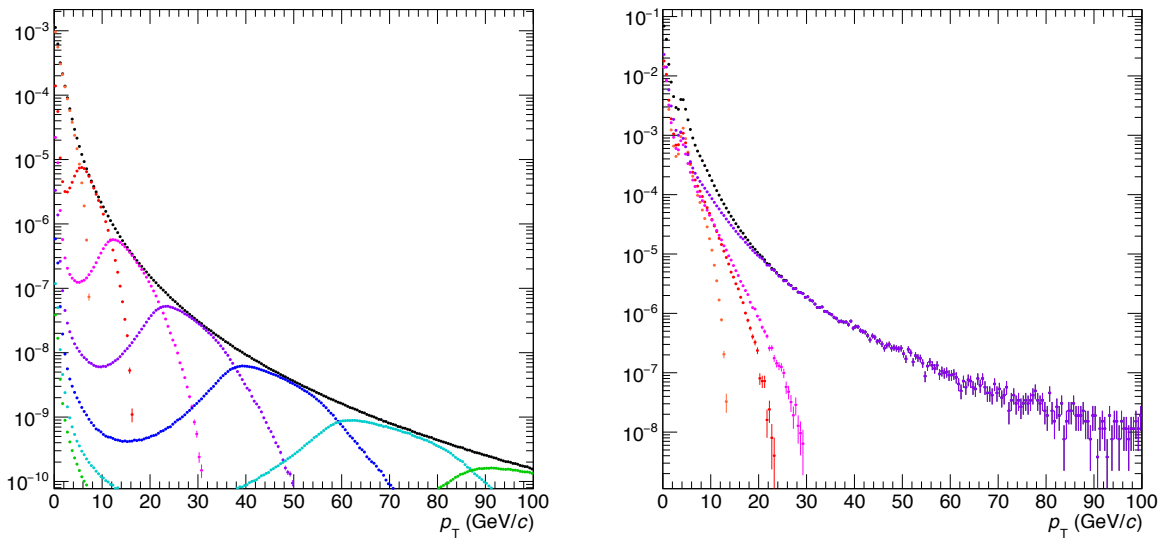


FIGURE 7.3 – Distributions en  $p_T$  des clusters pour chaque intervalle de  $p_T^{\text{hard}}$  pondérées par les sections efficaces (en couleurs) et la distribution finale (en noir) pour la LHC16c3c  $\gamma$ -jet (gauche) et LHC16c3a jet-jet (droite).

### 7.3 Suppression de l'événement sous-jacent

Il a déjà été mentionné que la contribution de l'événement sous-jacent est plus importante en collisions proton-Plomb qu'en collisions proton-proton. La figure 7.4 présente la comparaison des distributions en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  de l'événement sous-jacent obtenues dans des cônes perpendiculaires à la particule trigger, pour un intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$  donné, dont les moyennes de 2,3 et 1,2 respectivement, témoignent d'un événement sous-jacent deux fois plus important en collisions p-Pb. Ceci a un impact direct sur la manière d'aborder la coupure en isolation utilisée, notamment, pour l'identification des photons directs.

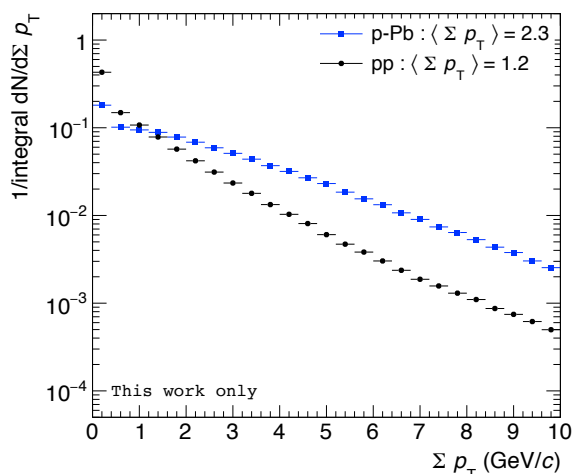


FIGURE 7.4 – Distributions en  $\Sigma p_T^{\text{in cone}}$  normalisées à l'intégrale pour  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 12 GeV/c en collisions proton-proton (ronds noirs) et proton-Plomb (carrés bleus). La moyenne de chaque distribution est indiquée dans la légende.

### 7.3.1 Méthode

Deux possibilités sont envisageables pour tenir compte du fait que la contribution de l'événement sous-jacent est plus importante en collisions proton-Plomb qu'en proton-proton : *i)* Augmenter la valeur seuil permettant de déclarer une particule trigger isolée. L'efficacité de la coupure d'isolation serait alors moins élevée qu'en collisions proton-proton puisqu'une telle méthode ne permettrait pas de tenir compte de la fluctuation de la contribution de l'événement sous-jacent événement par événement. *ii)* La contribution de l'événement sous-jacent peut être estimée et soustraite événement par événement avant d'appliquer la coupure d'isolation.

Afin d'estimer la contribution de l'événement sous-jacent, il est nécessaire de déterminer des zones dans l'acceptance de EMCAL (pour la contribution des particules neutres) et de la TPC (pour les particules chargées) dans lesquelles ne se trouve pas le jet opposé à la particule trigger. De plus, il n'est pas possible d'estimer la contribution chargée de l'événement sous-jacent dans une bande en  $\varphi$  (en bleu sur la figure 7.5), ou des cônes perpendiculaires comme en collisions proton-proton, puisqu'il a été démontré que le coefficient  $v_2$  est non nul en collisions proton-Plomb [122]. Ceci pourrait induire une erreur sur l'estimation de la contribution de l'événement sous-jacent dans une bande en  $\varphi$ , ce qui n'est pas le cas pour une bande en  $\eta$ .

La distribution en  $\eta$  des particules chargées est présentée en figure 7.6 pour différents intervalles en  $p_T$ . On observe que pour les basses impulsions transverses, qui caractérisent l'événement sous-jacent, la distribution en rapidité n'est pas parfaitement uniforme en  $\eta$  et commence à se distordre de manière significative lorsque le  $p_T$  augmente. De ce fait, on en déduit que l'estimation de l'événement sous-jacent dans la bande en  $\eta$  peut être sensible à cet effet, mais dans cette étude on supposera que la dépendance en  $\eta$  est suffisamment faible pour ne pas affecter cette estimation.

La contribution de l'événement sous-jacent est donc estimée dans une bande en  $\eta$  (en magenta sur la figure), et la distribution en  $\Sigma p_T^{\text{in cone}}$  dans le cône d'isolation est déterminée en corrigeant par les surfaces utiles :

$$\sum p_T^{\text{UE in cone}} = \frac{A_{\text{cone}}}{A_{\text{band}}} \sum p_T^{\text{in band}} \quad (7.1)$$

où  $A_{\text{band}}$  est la surface de la bande et  $A_{\text{cone}}$  est la surface du cône d'isolation. La coupure d'isolation après soustraction sera définie comme :

$$\sum p_{T,AS}^{\text{in cone}} = \sum p_T^{\text{in cone}} - \sum p_T^{\text{UE in cone}} < p_T^{\text{threshold}} \quad (7.2)$$



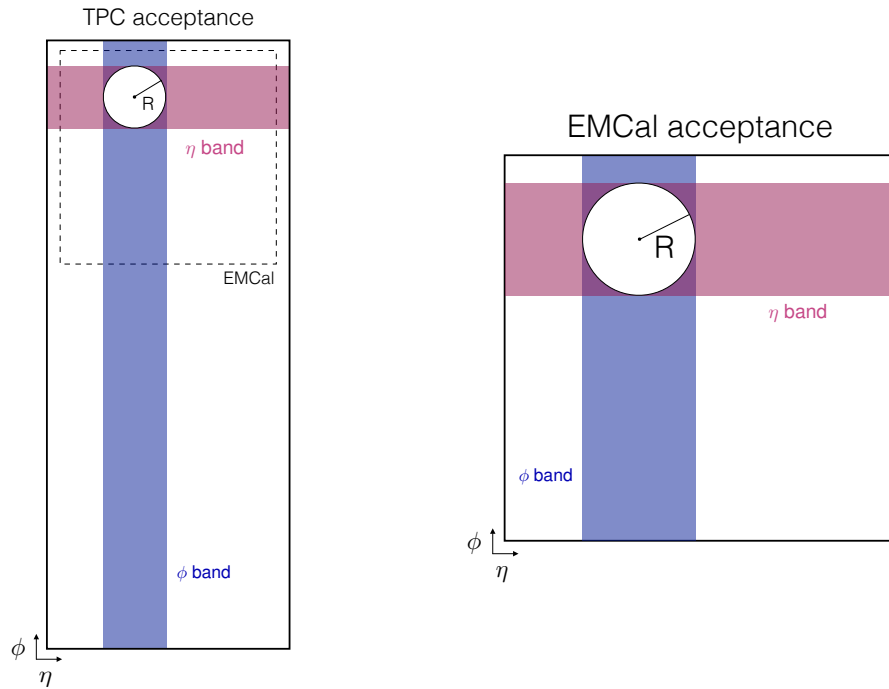


FIGURE 7.5 – Représentation des zones permettant l'estimation de l'événement sous-jacent.

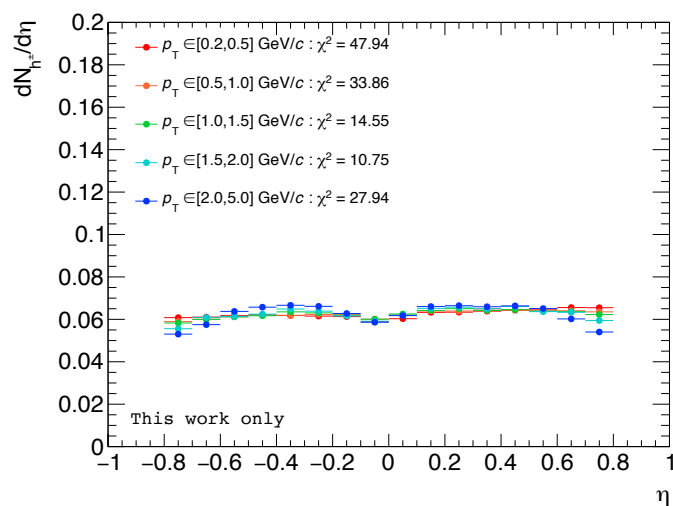


FIGURE 7.6 – Distributions en  $\eta$  des particules chargées pour différents intervalles en  $p_T$ . Les valeurs de  $\chi^2$  par degré de liberté issues des ajustements des distributions par une constante sont indiquées.

La figure 7.7 présente la contribution moyenne de l'événement sous-jacent pour les particules chargées et neutres estimées dans les bandes en  $\eta$  et en  $\varphi$  (le lecteur intéressé se dirigera vers la référence [190] pour une étude exhaustive des différentes configurations). Si l'estimation de l'événement sous-jacent n'est pas biaisée par la présence du jet opposé, la contribution moyenne ne doit pas dépendre de  $p_T^{\text{trig}}$ . Comme attendu, ce n'est pas le cas pour les particules chargées dans la bande en  $\varphi$ . De plus, on constate une légère différence entre l'estimation dans la bande en  $\varphi$  et celle en  $\eta$  pour la composante neutre, qui pourrait provenir elle aussi de la présence de flot elliptique. Enfin, on observe une légère dépendance en  $p_T^{\text{trig}}$  pour la bande en  $\eta$  pour les particules chargées qui pourrait provenir de la distribution en  $\eta$ , montrée précédemment, qui n'est pas parfaitement plate. Cependant, l'utilisation d'une bande en  $\eta$  pour l'estimation de l'événement sous-jacent est la meilleure solution pour cette étude préliminaire.

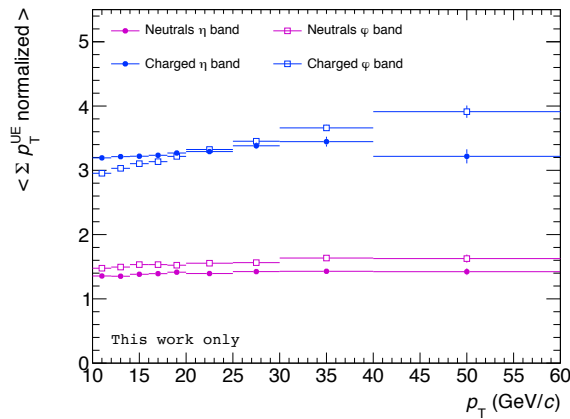


FIGURE 7.7 – Estimation moyenne de la contribution chargée (bleu) et neutre (magenta) de l'événement sous-jacent dans la bande en  $\eta$  (symboles pleins) et la bande en  $\varphi$  (symboles ouverts).

### 7.3.2 Taille de la surface d'estimation de l'événement sous-jacent

La légère dépendance en  $p_T^{\text{trig}}$  observée pour la bande en  $\eta$  peut également provenir du fait que la bande utilisée pour l'estimation de l'événement sous-jacent entoure le cône d'isolation centré autour de la particule trigger.

Or, dans le cas où la particule trigger est un  $\pi^0$  ou un photon de fragmentation ou de décroissance, cette particule trigger fait partie d'un jet dont une partie peut s'étendre dans la bande en  $\eta$ , selon la largeur du jet. Il est donc nécessaire de connaître la fraction d'énergie du jet qui tombe dans la bande en  $\eta$ , afin de savoir si notre estimation de l'événement sous-jacent peut être faussée de manière significative.

Pour ce faire, on étudie la distribution en  $\Delta\eta = \eta_{\text{trig}} - \eta_{\text{h}}$  pour des hadrons proches de la particule trigger dont la valeur de  $\Delta\varphi = \varphi_{\text{trig}} - \varphi_{\text{h}}$  est comprise entre -0,4 et 0,4, soit le rayon du cône d'isolation. La figure 7.8 présente cette distribution (à gauche), qui est ajustée avec la somme d'une gaussienne pour décrire la contribution du jet et d'un polynôme du second degré pour décrire la contribution du ridge (voir section 2.5.3). L'ajustement donne un écart-type de  $\sigma = 0,2$ , soit une largeur compatible avec celle trouvée, avec le même type d'ajustement, pour la distribution en  $\varphi$  (à droite sur la figure).

De ce fait, avec un rayon de 0,4 (soit  $2\sigma$ ) pour le cône d'isolation, seulement 5% de la contribution du jet se situe dans la bande en  $\eta$ . De plus, ces 5% sont constitués essentiellement de particules de bas  $p_T$ , puisqu'elles sont éloignées de l'axe du jet, menant à contribution faible, en absolu. En supposant que la distribution en  $p_T$  au sein du jet soit répartie de façon équiprobable, il est possible d'estimer une contamination maximale de la présence du jet. Pour un jet de 10 GeV/c, sa

contribution dans la bande en  $\eta$  est de 0,5 GeV/c, soit 10% de l'estimation de  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  présentée en figure 7.7. Cependant, cette contribution devra être comparée de façon plus précise à l'estimation de l'événement sous-jacent dans des études ultérieures pour conclure sur l'impact qu'a la présence du jet sur cette estimation.

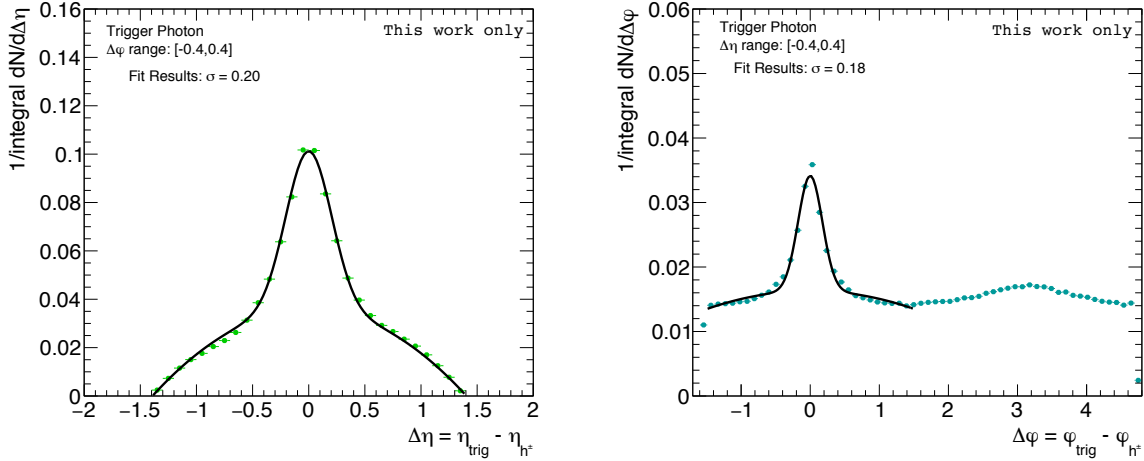


FIGURE 7.8 – *Gauche* : Distribution en  $\Delta\eta$  pour des particules avec  $\Delta\varphi \in [-0,4;0,4]$ . *Droite* : Distribution en  $\Delta\varphi$  pour des particules avec  $\Delta\eta \in [-0,4;0,4]$ . Les distributions, obtenues pour une particule trigger de petit  $\lambda_0^2$ , sont ajustées par une fonction gaussienne pour le signal et un polynôme de degré 2 pour l'événement sous-jacent (en noir).

En toute rigueur, une zone tampon devrait être considérée entre le cône d'isolation et la zone où l'événement sous-jacent est estimé, qui permettrait de se débarrasser complètement de la contribution du jet. Cependant, la zone tampon devrait s'étendre jusqu'à  $|\eta| < 0,6$  ( $3\sigma$  de la distribution gaussienne). L'acceptance de EMCal et de la TPC étant restreinte ( $|\eta| < 0,7$  et  $|\eta| < 0,9$  respectivement), la surface restante pour estimer l'événement sous-jacent serait faible et rendrait l'estimation trop sensible aux fluctuations, ce qui n'est pas souhaitable dans le cas d'une soustraction événement par événement comme il est envisagé.

De ce fait, la bande en  $\eta$  considérée pour l'estimation de l'événement sous-jacent est celle initialement présentée en figure 7.5.

### 7.3.3 Activité dans le cône après soustraction

Afin de s'assurer que l'estimation de l'événement sous-jacent ainsi réalisée est correcte, il est nécessaire de vérifier que la distribution en  $\sum p_{T,AS}^{\text{in cone}}$  après soustraction pour les événements issus de la simulation  $GJ$  est centrée autour de 0 avec une dispersion très faible (liée aux fluctuations de l'événement sous-jacent), puisque l'activité dans le cône pour un photon direct issu de la simulation ne contient que la contribution de l'événement sous-jacent.

La figure 7.9 (gauche) présente la distribution en  $\sum p_{T,AS}^{\text{in cone}}$  après soustraction de l'événement sous-jacent pour différents intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$ , obtenue à partir de la simulation  $GJ$ . Cette distribution est centrée autour de 0,1 (valeur obtenue avec un ajustement gaussien de la distribution) avec une dispersion très faible de 0,2 GeV/c, pour l'ensemble des  $p_T^{\text{trig}}$ , ce qui confirme que la soustraction de l'événement sous-jacent est correctement effectuée.

À droite sur la même figure, les distributions en  $\sum p_{T,AS}^{\text{in cone}}$  pour différents intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  pour les clusters reconstruits à petit  $\lambda_0^2$  dans les données sont présentées. La distribution est piquée à 0 avec une queue de distribution dans les valeurs négatives plus importante que ce qui est observé en simulation  $GJ$ . Cette queue de distribution pourrait provenir de la contribution du jet dans l'estimation de l'événement sous-jacent. Cependant, on observe toujours la dépendance en  $p_T^{\text{trig}}$  de la

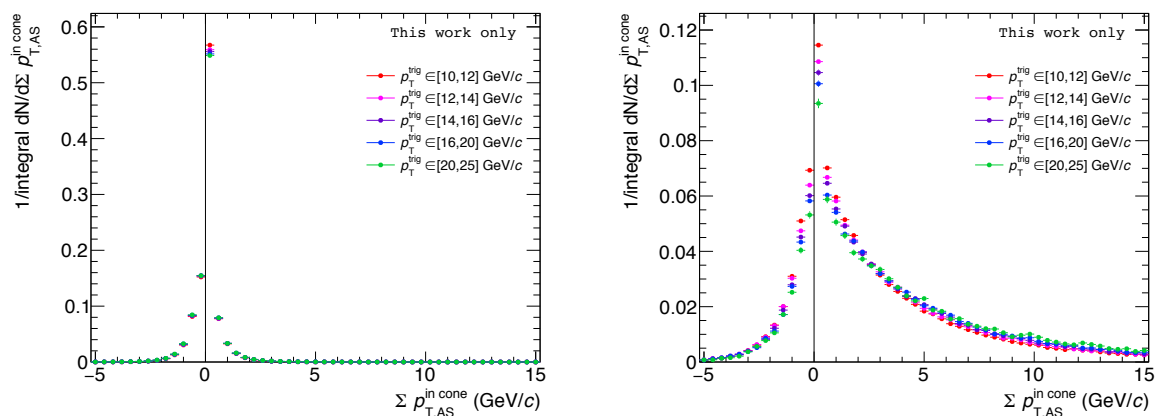


FIGURE 7.9 – Distributions en  $\Sigma p_{T,AS}^{in\ cone}$  après soustraction de l'événement sous-jacent pour différents intervalles en  $p_T^{trig}$  (différentes couleurs), pour la simulation GJ (gauche) et les données à petit  $\lambda_0^2$  (droite).

distribution en  $\Sigma p_{T,AS}^{in\ cone}$ , ce qui signifie que la contribution du jet n'a pas été fortement affectée par la soustraction de l'événement sous-jacent. Ce point devra être étudié plus en détail, dans de futures études, afin de mieux comprendre si la contribution du jet biaise notre estimation de l'événement sous-jacent. En effet, une surestimation de l'événement sous-jacent peut conduire à sélectionner avec la coupure d'isolation des particules trigger qui proviennent en fait de la fragmentation d'un parton et non d'un photon direct.

## 7.4 Discrimination entre photons et $\pi^0$

Les sélections basées sur la forme du cluster et sur l'isolation sont à nouveau utilisées pour discriminer les photons directs des  $\pi^0$  et de leurs produits de décroissance, avant d'appliquer la procédure d'estimation de la pureté. Cependant, afin d'y parvenir, il est nécessaire de s'assurer que la sélection sur la forme du cluster utilisée dans l'analyse en collisions proton-proton est toujours valable. Il faut également déterminer la coupure à appliquer pour l'isolation, puisque la soustraction de l'événement sous-jacent événement par événement n'était pas utilisée en collisions proton-proton.

### 7.4.1 Forme du cluster

L'algorithme de clusterisation V1 (voir section 4.4.3) utilisé agglomère toutes les cellules se trouvant autour d'une cellule de grande énergie. Ceci pourrait mener à obtenir, dans un environnement de plus haute multiplicité par rapport aux collisions proton-proton, des clusters plus étalés, donc des clusters dont le paramètre  $\lambda_0^2$  serait plus grand. De ce fait, il faut s'assurer que la bande de sélection des  $\pi^0$  est toujours valable dans cet environnement.

La figure 7.10 montre la distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  en fonction de l'énergie du cluster obtenue dans les données, à gauche. On observe que les zones où se trouvent les photons et les  $\pi^0$  sont semblables à celles en collisions proton-proton, comme le montre la différence des distributions normalisées à l'intégrale, à droite sur la figure. Les fonctions utilisées pour définir la zone de sélection des  $\pi^0$ , tout comme celle pour les photons, sont donc toujours valables en collisions proton-Plomb.

### 7.4.2 Isolation

Afin de déterminer la coupure en isolation à appliquer, il est nécessaire d'étudier les distributions en  $\Sigma p_{T,AS}^{in\ cone}$  pour les photons directs et les  $\pi^0$ .

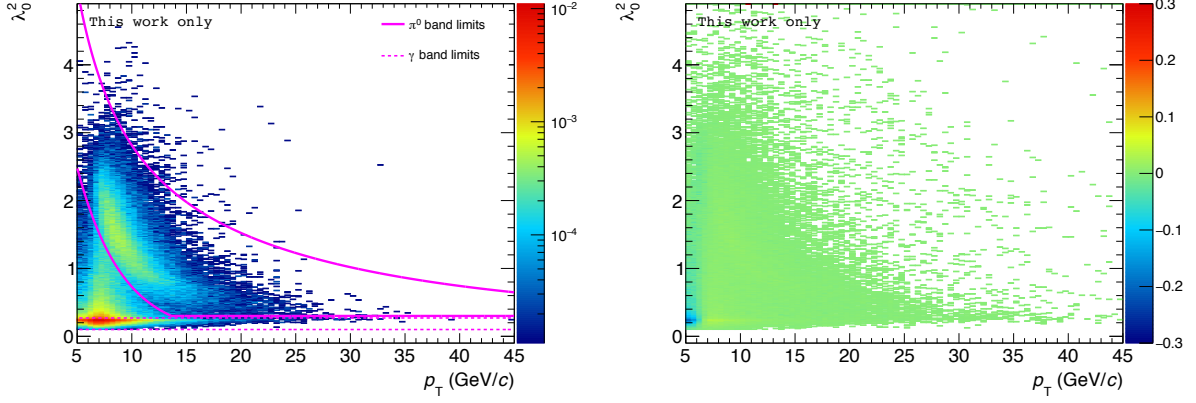


FIGURE 7.10 – Gauche : Distribution du paramètre  $\lambda_0^2$  en fonction de l'énergie du cluster. La région de sélection des photons directs est indiquée avec les lignes pointillées et la zone de sélection des  $\pi^0$  est indiquée avec les lignes pleines. Droite : Différence des distributions normalisées à l'intégrale en proton-proton et proton-Plomb.

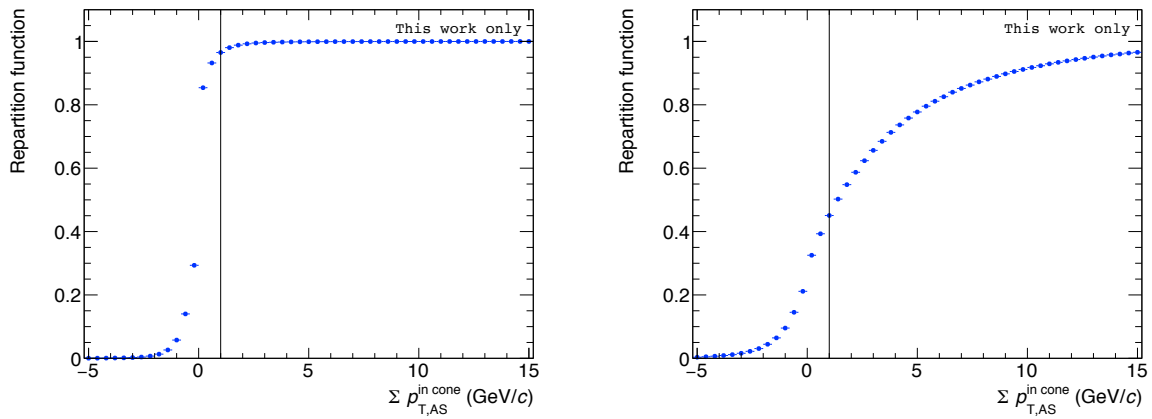


FIGURE 7.11 – Fonction de répartition de  $\Sigma p_{T,AS}^{in\ cone}$  pour la simulation GJ, à gauche, et les  $\pi^0$  fusionnés dans les données, à droite.

La figure 7.11 présente la fonction de répartition de  $\sum p_{T,AS}^{\text{in cone}}$  pour la simulation  $GJ$ , à gauche, et les  $\pi^0$  fusionnés dans les données, à droite. La même valeur de coupure qu'en collisions proton-proton amène à sélectionner plus de photons directs (94% vs 80%), mais également plus de  $\pi^0$  (40% vs 20%).

Le fait que la proportion de photons directs et de  $\pi^0$  (et certainement les photons fragmentation et de décroissance) sélectionnés par la coupure en isolation n'évolue pas de façon identique entre les collisions proton-proton et les collisions proton-Plomb signifie que l'application d'un même seuil d'isolation en collisions proton-proton et proton-Plomb ne permet pas de sélectionner la même proportion de photons directs dans l'échantillon de clusters de petit  $\lambda_0^2$  et isolés dans les deux systèmes de collisions. De ce fait, afin de pouvoir comparer de manière quantitative les résultats obtenus en collisions proton-proton et proton-Plomb, une étude ultérieure et approfondie du choix du seuil d'isolation à appliquer en collisions proton-Plomb sera nécessaire.

Pour ce travail préliminaire, nous supposons que la contribution de l'événement sous-jacent est suffisamment faible en collisions proton-proton pour utiliser la même coupure d'isolation :

$$\sum p_{T,AS}^{\text{in cone}} < 1 \text{ GeV}/c \quad (7.3)$$

### 7.4.3 Pureté

Seule la pureté  $\mathbb{P}_3$  sera montrée dans ce manuscrit, puisqu'il s'agit de celle utilisée en collisions proton-proton.

Pour rappel, la pureté s'exprime sous la forme :

$$\mathbb{P}_3 = 1 - \left( \frac{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\text{iso}}}{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\text{iso}}} \right)_{\text{data}} \times \left( \frac{N_n^{\text{iso}}/N_n^{\text{iso}}}{N_w^{\text{iso}}/N_w^{\text{iso}}} \right)_{\text{MC-GJ+JJ}} \quad (7.4)$$

Comme précédemment, les deux simulations  $JJ_{3.5}$  et  $JJ_7$  sont utilisées pour estimer la pureté. La figure 7.12a présente les deux estimations de la pureté obtenues avec ces deux simulations, qui sont compatibles pour  $p_T^{\text{trig}} > 16 \text{ GeV}/c$ , région pour laquelle  $JJ_7$  ne présente plus de biais par rapport à  $JJ_{3.5}$  (voir section 6.2). La pureté finale, qui sera nécessaire pour obtenir la distribution en  $x_E$  des photons isolés, utilisant  $JJ_{3.5}$  pour  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 16  $\text{GeV}/c$  et  $JJ_7$  pour  $p_T^{\text{trig}} > 16 \text{ GeV}/c$  est présentée en figure 7.12b.

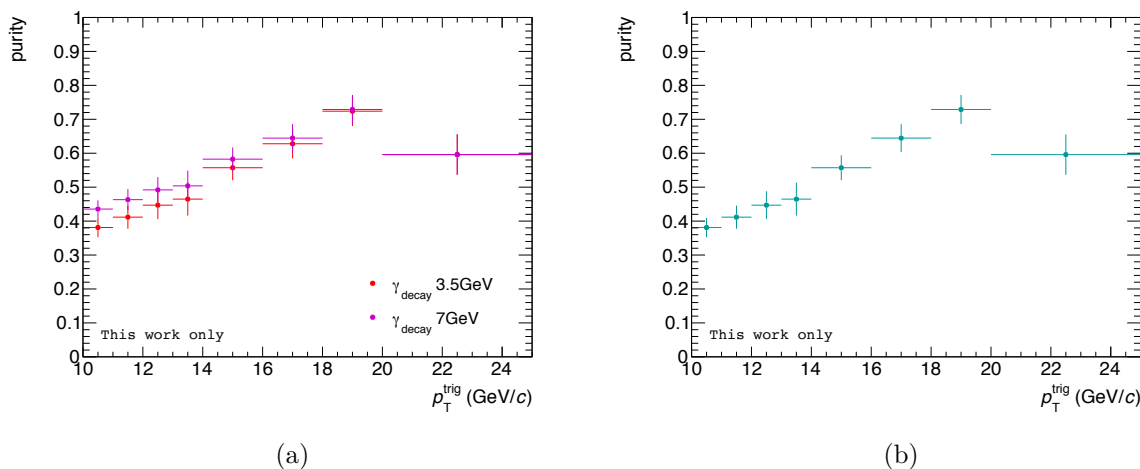


FIGURE 7.12 – (a) Pureté en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  pour la simulation  $JJ_{3.5}$  (en rouge) et  $JJ_7$  (en magenta) utilisée pour le facteur correctif. (b) Pureté finale en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$ .

## 7.5 Distributions en $x_E$

Nous rappelons ici que la distribution en  $x_E$  des photons isolés s'exprime comme :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{\sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}}} \alpha_{\text{corr}}^{\text{away}} \sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}} \left[ \left( \frac{1}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{\text{clusters, mesuré}} - \frac{1 - \mathbb{P}_i}{\mathbb{P}_i} f(x_E)_i^{\pi^0, \text{mesuré}} \right) \right] - \alpha_{\text{corr}}^{\text{UE}} \sum_i \mathbb{P}_i N_{\text{trig},i}^{\text{clusters}} f(x_E)_i^{\text{UE}} \quad (7.5)$$

et celle des  $\pi^0$  de la manière suivante :

$$f(x_E)^{\pi^0} = \alpha_{\text{corr}}^{\text{away}} f(x_E)^{\pi^0, \text{mesuré}} - \alpha_{\text{corr}}^{\text{UE}} f(x_E)^{\pi^0, \text{UE}} \quad (7.6)$$

### 7.5.1 Distributions en $x_E$ des $\pi^0$

#### Événement sous-jacent

Du fait de l'existence d'un  $v_2$  non nul en collisions p-Pb, l'événement sous-jacent n'est plus distribué de manière isotrope en  $\varphi$ , mais dans des directions privilégiées selon le plan de réaction. En toute rigueur, il faudrait estimer l'événement sous-jacent comme il a été présenté pour la condition d'isolation en section 7.3. Pour le calcul de la variable  $x_E$ , la distribution en  $p_T$  de l'événement sous-jacent devrait être estimée dans une bande en  $\eta$  entourant le cône d'isolation et la valeur de  $\Delta\varphi$  serait de nouveau tirée de manière aléatoire suivant une loi uniforme entre  $[-2\pi/3; 2\pi/3]$  comme dans les collisions proton-proton.

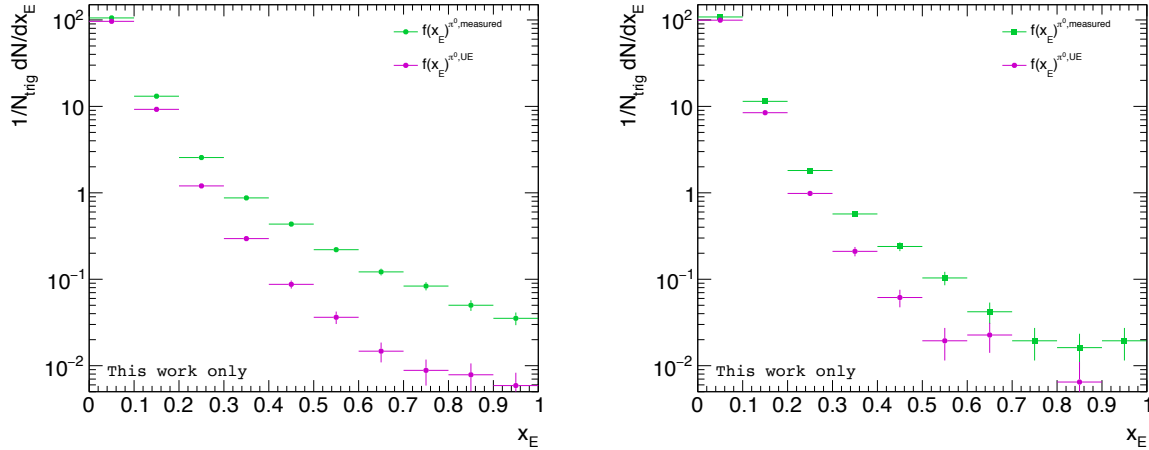


FIGURE 7.13 – Distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  en vert et celle de l'événement sous-jacent en magenta pour les  $\pi^0$  non isolés, à gauche, et les  $\pi^0$  isolés, à droite.

Néanmoins, le processus dur est indépendant du plan de réaction, et la distribution en  $x_E$  de l'événement sous-jacent étant soustraite de façon statistique, on peut s'attendre à ce que les effets dus au  $v_2$  non nul se compensent sur l'ensemble des événements. De ce fait, pour cette étude, les distributions en  $x_E$  de l'événement sous-jacent seront estimées dans des cônes perpendiculaires à la particule trigger.

La figure 7.13 présente les distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  et de l'événement sous-jacent estimé pour des  $\pi^0$  non isolés, à gauche, et des  $\pi^0$  isolés, à droite. On observe à nouveau que la contribution dominante de la distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  à bas  $x_E$  vient de l'événement sous-jacent.

### Correction en efficacité

Contrairement à l'analyse des corrélations en collisions proton-proton, aucune simulation ayant un  $\pi^0$  requis dans l'acceptance de EMCAL n'est disponible. De ce fait, les simulations  $JJ_{3.5}$  et  $JJ_7$  seront utilisées pour déterminer les facteurs  $\alpha_{corr}^{away}$  et  $\alpha_{corr}^{UE}$  pour chaque période. Les simulations étant moins enrichies en  $\pi^0$ , ceci conduira à obtenir des incertitudes statistiques associées aux facteurs correctifs légèrement plus importantes que pour les collisions proton-proton.

Il a été vérifié que les facteurs correctifs sont indépendants de la particule trigger considérée. Les différents facteurs correctifs sont compatibles, tout comme en proton-proton, et ils seront sommés afin d'obtenir les facteurs correctifs finaux, présentés en figure 7.14.

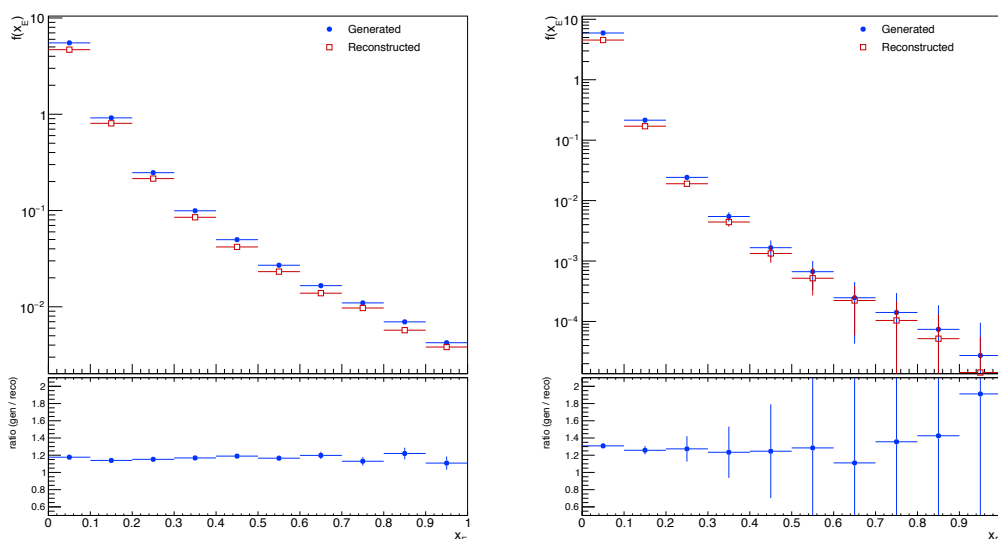


FIGURE 7.14 – Facteurs correctifs  $\alpha_{corr}^{away}$  (gauche) et  $\alpha_{corr}^{UE}$  (droite) pour les  $\pi^0$  non isolés.

### Résultats

Il est possible d'obtenir la distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  isolés et non isolés pour les mêmes intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  qu'en collisions proton-proton : [8, 9], [9, 10], [10, 11], [12, 16] et [16, 25] GeV/c pour les  $\pi^0$  non isolés et [8, 10], [10, 12], [12, 25] GeV/c pour les  $\pi^0$  isolés, ce qui permettra de comparer plus facilement les distributions en  $x_E$  par la suite.

La figure 7.15 présente la distribution en  $x_E$  obtenue pour les  $\pi^0$  non isolés,  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 11 GeV/c, à gauche et les  $\pi^0$  isolés,  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 12 GeV/c, à droite (les distributions en  $x_E$  pour l'ensemble des intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  peuvent être trouvées en annexe C.2). Les distributions sont ajustées par une fonction exponentielle dans l'intervalle en  $x_E$  [0,2;0,8] où la distribution en  $x_E$  est une bonne approximation de la fonction de fragmentation, afin d'en extraire un paramètre de pente négative.

L'évolution du paramètre de pente négative en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  est montrée en figure 7.16. Cette évolution présente le même comportement qu'en collisions proton-proton, et les valeurs obtenues seront comparées en section 7.6.2 avec celles obtenues en collisions proton-proton.

#### 7.5.2 Distributions en $x_E$ des photons directs

Comme en collisions proton-proton, la distribution en  $x_E$  des photons isolés est obtenue en soustrayant à la distribution en  $x_E$  des clusters de la région de signal A (à petit  $\lambda_0^2$  et isolé), la distribution de bruit de fond avec la pureté comme facteur de pondération, ainsi que celle de



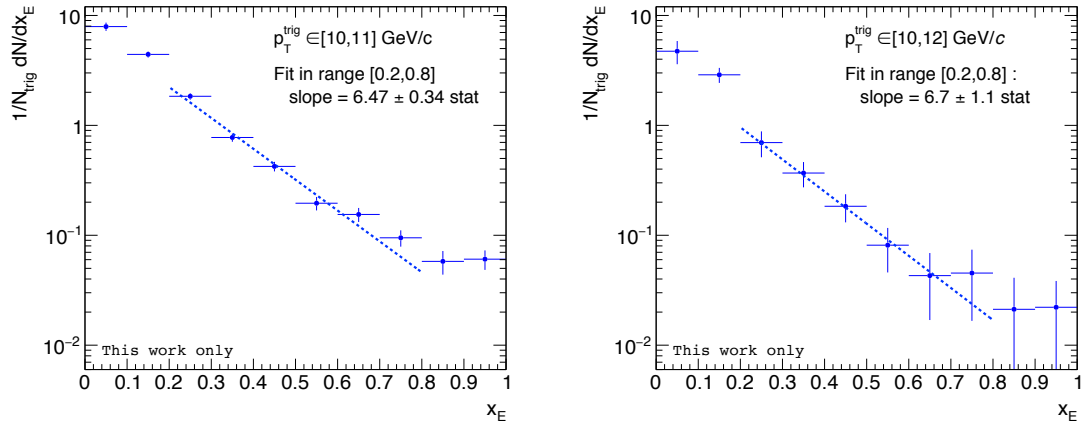


FIGURE 7.15 – Distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  non isolés (à gauche) et isolés (à droite).

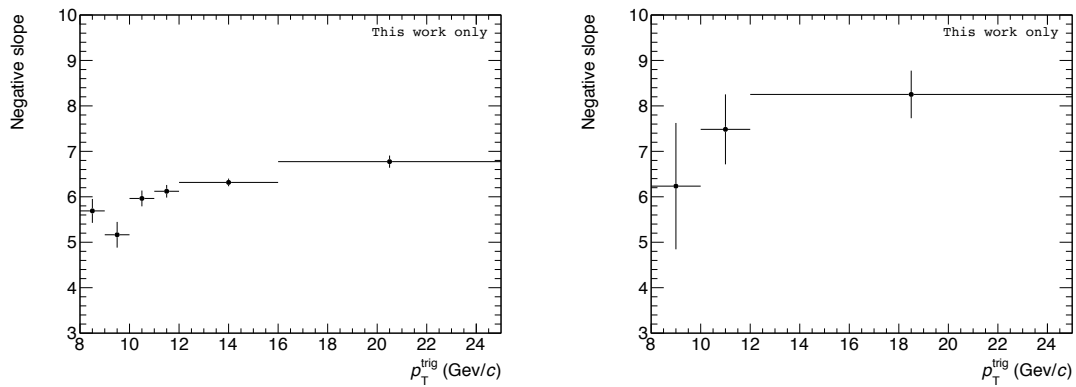


FIGURE 7.16 – Paramètre de pente négative en fonction de  $p_T^{trig}$  pour les  $\pi^0$  non isolés (à gauche) et isolés (à droite).

l'événement sous-jacent, corrigée des effets de détecteur, et moyennée sur l'ensemble des intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$ .

### Comparaison des différentes contributions du bruit de fond

La figure 7.17 présente la distribution en  $x_E$  des différentes contributions de bruit de fond et des clusters isolés à petit  $\lambda_0^2$ , et la figure 7.18 montre le rapport entre les distributions en  $x_E$  des photons de décroissance issus de  $\pi^0$  (à gauche) et de  $\eta$  (à droite), à celle des  $\pi^0$  fusionnés, provenant de la simulation. Comme en collisions proton-proton, les distributions en  $x_E$  des différentes contributions de bruit de fond sont compatibles les unes avec les autres, et la distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  sera utilisée comme distribution du bruit de fond à soustraire.

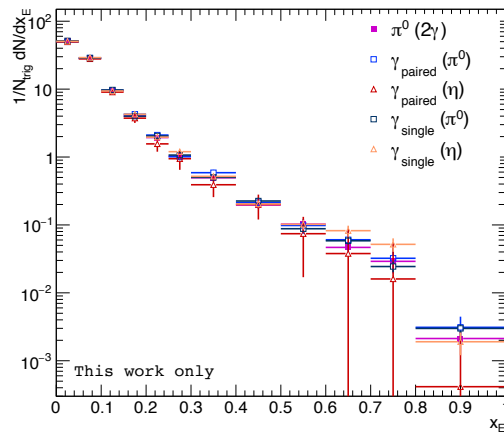


FIGURE 7.17 – Distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  à grand  $\lambda_0^2$  (carrés magenta), des photons de décroissance appariés provenant de  $\pi^0$  (carrés ouverts bleus) ou de  $\eta$  (triangles ouverts rouges) et des photons de décroissance célibataires provenant de  $\pi^0$  (carrés ouverts vert foncé) ou de  $\eta$  (triangles ouverts oranges) obtenues avec la simulation  $JJ_{3.5}$  pour un  $p_T^{\text{trig}}$  entre 10 et 12 GeV/c.

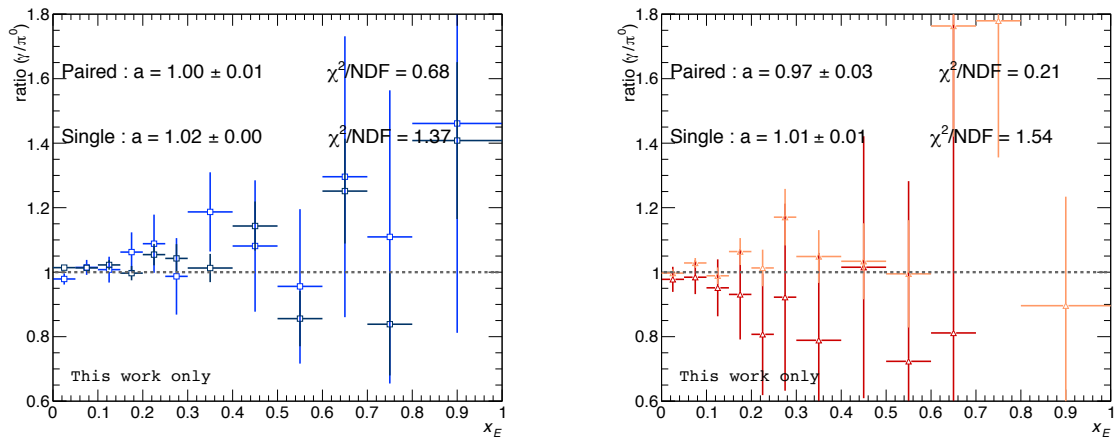


FIGURE 7.18 – Rapports des distributions des photons de décroissance appariés ou célibataires provenant de  $\pi^0$  (à gauche) et de  $\eta$  (à droite) sur celle des  $\pi^0$  à grand  $\lambda_0^2$ .

### Événement sous-jacent

De même, il a été vérifié que la contribution de l'événement sous-jacent était la même quel que soit le type de la particule trigger considéré. La figure 7.19 présente les distributions en  $x_E$  de l'événement sous-jacent pour une particule trigger correspondant à un cluster à petit  $\lambda_0^2$  et un  $\pi^0$  et le rapport entre les deux. On constate que, comme en collisions proton-proton, la distribution en  $x_E$  de l'événement sous-jacent estimée est indépendante du processus dur.

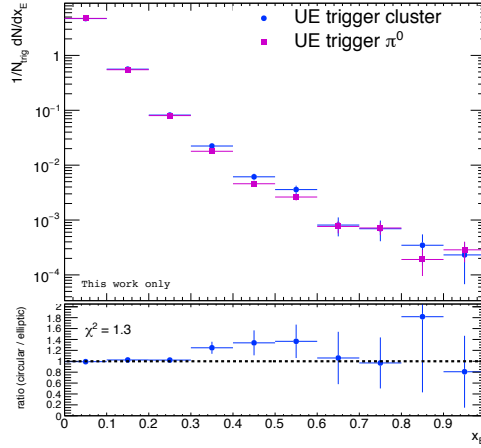


FIGURE 7.19 – Distributions en  $x_E$  de l'événement sous-jacent pour une particule trigger à petit  $\lambda_0^2$  (en bleu) et pour les  $\pi^0$  fusionnés identifiés à grand  $\lambda_0^2$  (en magenta).

### Correction en efficacité

Les facteurs correctifs  $\alpha_{corr}$  sont les mêmes que ceux présentés en figure 7.14, pour les  $\pi^0$ .

### Résultats

La distribution en  $x_E$  pour les photons isolés obtenue avec les différentes contributions précédemment présentées, pour un  $p_T^{\text{trig}}$  compris en 10 et 25 GeV/c, est montrée en figure 7.20.

Les incertitudes statistiques étant larges, la différence entre les  $\pi^0$  isolés et photons directs sur le paramètre de pente négative ne peut pas être observée de façon significative.

## 7.6 Étude des effets nucléaires froids

Le facteur de modification nucléaire,  $R_{pPb}$ , des hadrons chargés en fonction de  $p_T$  mesuré par ALICE, et présenté en figure 2.26, est compatible avec l'unité pour des  $p_T$  supérieurs à 2 GeV/c. Ce résultat montre que l'effet Cronin qui avait été observé à RHIC [191] semble réduit aux énergies du LHC. Ceci signifie également que la suppression de particules de haute impulsion transverse observée en collisions Plomb-Plomb ne doit pas provenir de la présence de noyaux dans l'état initial.

Néanmoins, l'étude de la fonction de fragmentation permet d'obtenir une information plus fine sur la production de hadrons en collisions proton-Plomb et Plomb-Plomb que le facteur de modification nucléaire. La figure 7.21 présente le rapport des fonctions de fragmentation mesurées en collisions proton-proton et proton-Plomb par CMS [192] pour différents intervalles en  $p_T^{\text{jet}}$ , en fonction de  $\xi$  :

$$\xi = \log \left( \frac{p_T^{\text{jet}}}{p_{\parallel}^{\text{track}}} \right) \quad (7.7)$$

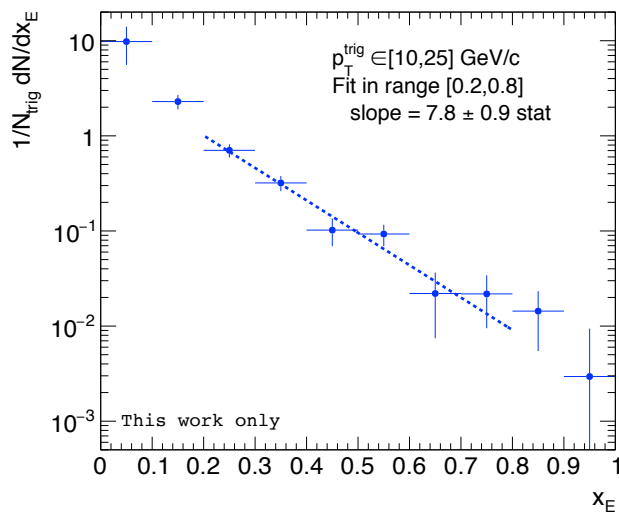


FIGURE 7.20 – Distribution en  $x_E$  des photons isolés pour  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 25 GeV/c.

où  $p_{\parallel}^{\text{track}}$  est la composante parallèle au jet de l'impulsion transverse des traces. Ce rapport est compatible avec l'unité pour des jets dont le  $p_T$  est compris entre 60 et 200 GeV/c, ce qui signifie que la fonction de fragmentation ne semble pas modifiée en collisions proton-Plomb par rapport aux collisions proton-proton. Ceci a récemment été confirmé par la mesure de corrélations  $\gamma$ -hadron par l'expérience PHENIX [193].

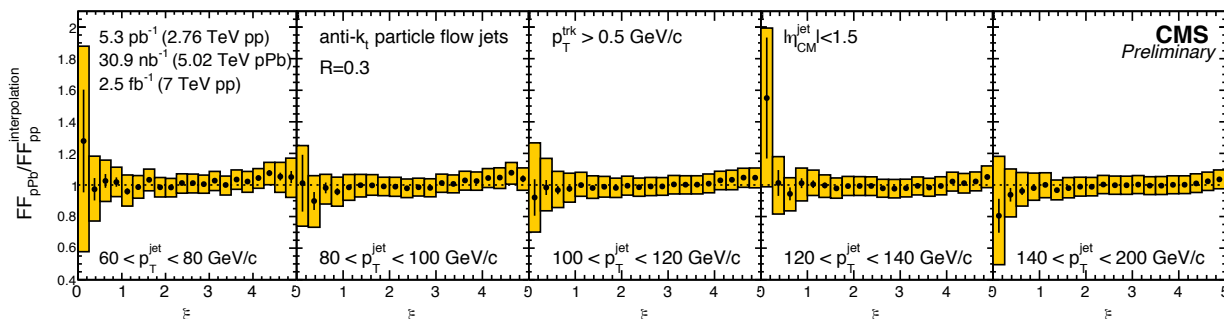


FIGURE 7.21 – Rapports des fonctions de fragmentation mesurées par CMS en collisions proton-proton et proton-Plomb pour différents intervalles en  $p_T^{\text{jet}}$  [192].

### 7.6.1 Comparaison des paramètres de pente négative

La figure 7.22 présente les paramètres de pente négative obtenus pour les collisions proton-proton et proton-Plomb pour les  $\pi^0$  non isolés (à gauche) et les  $\pi^0$  isolés (à droite). Les valeurs obtenues pour les photons isolés dans l'intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$  [10, 25] GeV/c sont  $7, 3 \pm 1, 1$  et  $7, 8 \pm 0, 9$  pour les collisions proton-proton et proton-Plomb, respectivement. Ainsi, pour les photons et  $\pi^0$  isolés, les valeurs de pente sont compatibles, mais les incertitudes statistiques très larges ne permettent pas de conclure sur la présence d'effets nucléaires froids.

Dans le cas des  $\pi^0$  non isolés, la statistique collectée avec le niveau de déclenchement EGA2 ne permet pas de conclure pour les paramètres obtenus à  $p_T^{\text{trig}} < 10$  GeV/c. Pour des impulsions plus élevées, il semblerait que le paramètre de pente obtenu en collisions proton-Plomb soit systématiquement plus grand que celui obtenu en collisions proton-proton, ce qui traduirait une augmentation du nombre de particules corrélées à bas  $x_E$  ou une diminution à haut  $x_E$  par rapport

aux collisions proton-proton, qui correspond à une augmentation de la production de particule de bas  $p_T$  ou une diminution pour les particules de haut  $p_T$ .

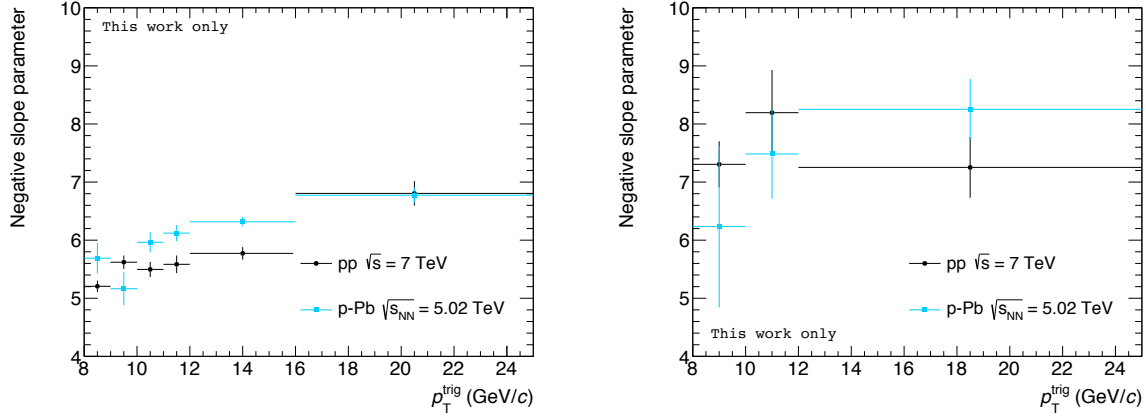


FIGURE 7.22 – Évolution des paramètres de pente négative en fonction de  $p_T^{\text{trig}}$  pour les collisions proton-proton (ronds noirs) et proton-Plomb (carrés bleus), pour les  $\pi^0$  non isolés, à gauche, et isolés, à droite.

### 7.6.2 Facteur de modification nucléaire

Le rapport des distributions en  $x_E$  :

$$Q_{\text{pPb}} = \frac{f(x_E)_{\text{p-Pb}}}{f(x_E)_{\text{pp}}} \quad (7.8)$$

permet d'appréhender de manière plus quantitative la différence entre les deux systèmes de collisions observée sur les paramètres de pentes inverses.

Ce rapport est fait entre deux distributions en  $x_E$  à deux énergies dans le centre de masse qui sont différentes,  $\sqrt{s} = 7$  TeV pour les collisions proton-proton et  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV pour les collisions proton-Plomb. Cependant, la distribution en  $x_E$  étant normalisée au nombre de photons trigger, sa sensibilité à l'énergie dans le centre de masse est négligeable. De plus, la fragmentation des partons, qui est approchée par la distribution en  $x_E$ , est supposée indépendante de l'énergie dans le centre de masse. Il est donc possible de comparer les distributions en  $x_E$  obtenues dans les deux systèmes de collisions directement.

### Facteur de modification nucléaire des $\pi^0$

La figure 7.23 présente la comparaison des distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  non isolés en collisions proton-proton et proton-Plomb (gauche), ainsi que le rapport  $Q_{\text{pPb}}$  pour un intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$  (droite) pour un  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 12 et 16 GeV/c (les  $Q_{\text{pPb}}$  pour l'ensemble des intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  peuvent être trouvées en annexe D). On observe que celui-ci est légèrement supérieur à l'unité pour  $x_E < 0,3$ , puis systématiquement en dessous. Le calcul du  $\chi^2$  par degré de liberté entre ce rapport et une constante à 1 donne 6,1 avec une probabilité de  $\chi^2$  très faible, ce qui indique que le  $Q_{\text{pPb}}$  n'est pas compatible avec 1. Ceci est également le cas dans les autres intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$ .

Il a déjà été expliqué que ce comportement signifie que le nombre de particules de basses impulsions transverse est plus important en collisions proton-Plomb par rapport aux collisions proton-proton, et pourrait s'interpréter par la présence d'effets nucléaires froids. Cependant, à ce stade de l'analyse, d'autres interprétations restent plausibles :

- Il se peut que les spécificités propres aux collisions proton-Plomb, autres que la contribution importante de l'événement sous-jacent, n'aient pas encore toutes été traitées correctement.

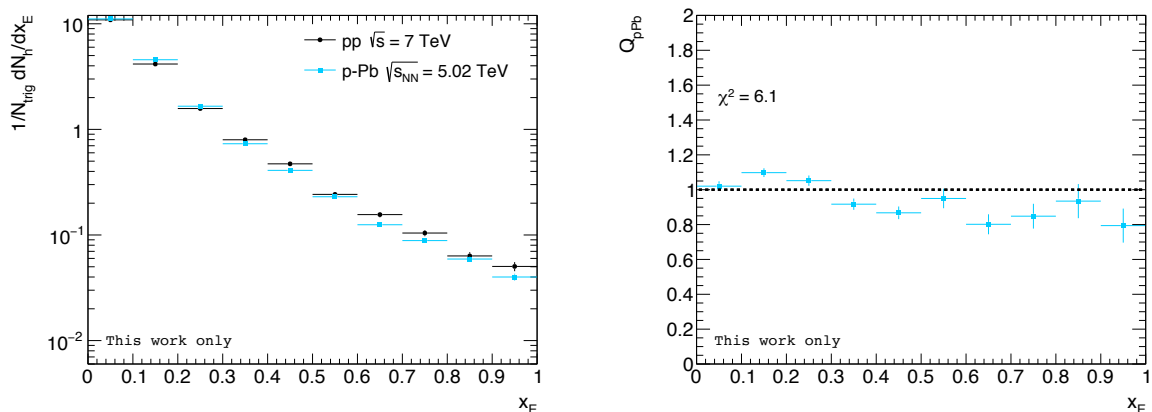


FIGURE 7.23 – Gauche : Distributions en  $x_E$  pour les  $\pi^0$  non isolés avec  $p_T^{\text{trig}} \in [12, 16]$  GeV/c en collisions proton-proton (en noir) et proton-Plomb (en bleu). Droite :  $Q_{pPb}$  en fonction de  $x_E$  pour les  $\pi^0$  non isolés avec  $p_T^{\text{trig}} \in [12, 16]$  GeV/c.

- L'événement sous-jacent n'a pas été correctement estimé. En effet, celui-ci, qui se compose majoritairement de particules de bas  $p_T$ , est plus important qu'en collisions proton-proton, et une mauvaise soustraction de l'événement sous-jacent pourrait mener à un  $Q_{pPb}$  supérieur à l'unité à bas  $x_E$ . Bien que les résultats de l'expérience CMS présentés ici estiment l'événement sous-jacent dans des régions en azimuth perpendiculaire à la particule trigger, comme dans les analyses des corrélations  $\pi^0$ -hadron et  $\gamma$ -hadron présentée dans ce manuscrit, le  $p_T$  des particules trigger est totalement différent :  $p_T \in [60, 200]$  GeV/c pour CMS et  $p_T \in [8, 25]$  GeV/c dans notre cas. De ce fait, l'activité dans le cône du jet est plus faible pour notre analyse et est donc plus sensible, en relatif, à une mauvaise estimation de l'événement sous-jacent par rapport à la mesure de CMS.
- Des effets dépendant de la période (LHC13d, LHC13e ou LHC13f) sont présents. En effet, il a été montré que la qualité de reconstruction des traces n'est pas équivalente dans les trois périodes [194], ce qui peut amener à modifier la pente de la distribution en  $x_E$ .

Néanmoins, le calcul du  $\chi^2$  ne tient compte que des incertitudes statistiques et l'étude des effets systématiques sera nécessaire avant de pouvoir conclure.

La figure 7.24 compare les résultats des collisions proton-proton et proton-Plomb pour les  $\pi^0$  isolés. Dès lors qu'une coupure d'isolation est appliquée, la statistique disponible baisse drastiquement et il devient difficile de conclure quant aux résultats obtenus. Cependant, l'association des deux seuils de déclenchement, dans un futur proche, permettra d'obtenir le facteur  $Q_{pPb}$  dans un  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 25 GeV/c, dans lequel la statistique présente devrait permettre de conclure et de savoir si le  $Q_{pPb}$  présente le même comportement que pour les  $\pi^0$  non isolés.

Par ailleurs, l'application d'une coupure en isolation différente en collisions proton-proton (sans soustraction de l'événement sous-jacent) et proton-Plomb (après soustraction de l'événement sous-jacent) rend la comparaison directe entre ces deux distributions difficile, puisque les valeurs de  $\langle z \rangle$  seront légèrement différentes. Il sera donc certainement nécessaire de définir une stratégie pour tenir compte de cette différence.

### Facteur de modification nucléaire des photons isolés

La figure 7.25 présente les distributions en  $x_E$  des photons isolés en collisions proton-proton et proton-Plomb, ainsi que le rapport  $Q_{pPb}$  pour  $p_T^{\text{trig}} \in [10, 25]$  GeV/c. Les distributions ont un

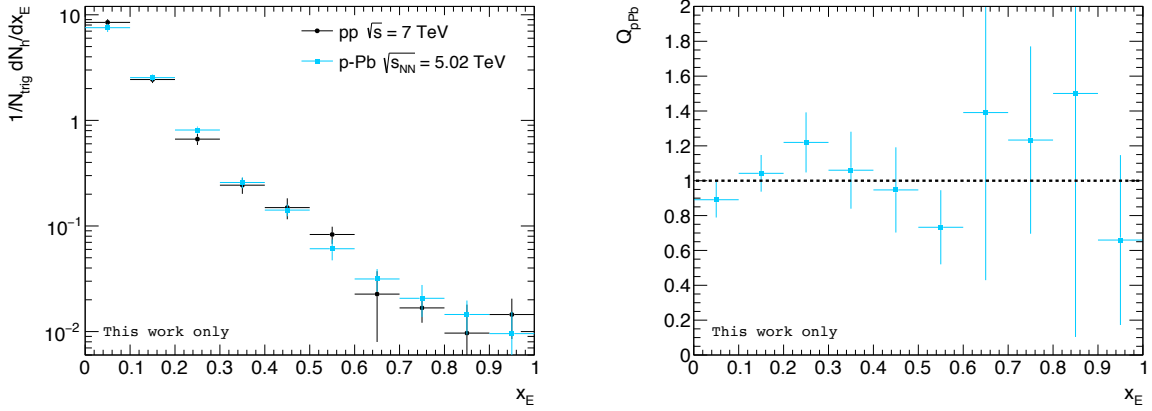


FIGURE 7.24 – Gauche : Distributions en  $x_E$  pour les  $\pi^0$  isolés avec  $p_T^{\text{trig}} \in [12, 25]$  GeV/c en collisions proton-proton (en noir) et proton-Plomb(en bleu). Droite :  $Q_{pPb}$  en fonction de  $x_E$  pour les  $\pi^0$  isolés avec  $p_T^{\text{trig}} \in [12, 25]$  GeV/c.

comportement similaire, mais la statistique disponible dans les deux systèmes de collisions est faible. De ce fait, aucune conclusion ne peut être faite sur le  $Q_{pPb}$  obtenu.

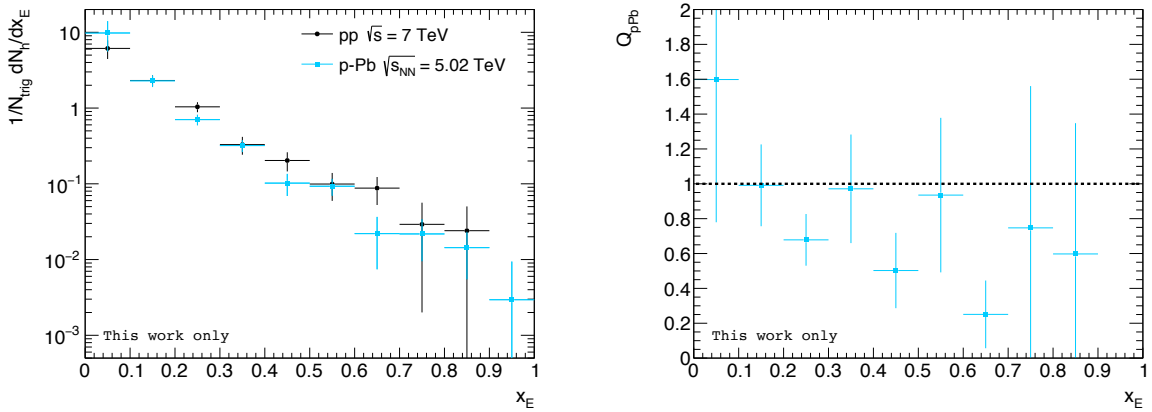


FIGURE 7.25 – Gauche : Distributions en  $x_E$  pour les photons isolés avec  $p_T^{\text{trig}} \in [10, 25]$  GeV/c en collisions proton-proton (en noir) et proton-Plomb(en bleu). Droite :  $Q_{pPb}$  en fonction de  $x_E$  pour les photons isolés avec  $p_T^{\text{trig}} \in [10, 25]$  GeV/c.

Une analyse plus aboutie et les données du Run II collectées depuis début 2015 seront donc nécessaires pour pouvoir affirmer si la fonction de fragmentation est sensible aux effets nucléaires froids.

# 8 | Perte d'énergie des partons dans le milieu : enjeux et perspectives

## Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Perte d'énergie des partons dans le milieu : enjeux</b>	<b>183</b>
8.1.1	Rappels sur la fonction de fragmentation	183
8.1.2	Perte d'énergie des partons dans le milieu	184
8.1.3	Modèles de perte d'énergie	184
8.1.4	Modification de la fonction de fragmentation : approches analytique et Monte-Carlo	186
8.1.5	Mesures différentielles	188
<b>8.2</b>	<b>Perte d'énergie des partons dans le milieu : perspectives</b>	<b>188</b>
8.2.1	Modification de la fonction de fragmentation : stratégies d'analyse pour les corrélations $\gamma$ -hadron	189
8.2.2	Mesures différentielles	191

---

L'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron présentée dans les chapitres précédents est la première étape vers une étude quantitative des propriétés de la perte d'énergie des partons dans le milieu et de sa redistribution. Ce chapitre a pour objectif de placer les résultats obtenus dans un contexte plus général, d'un point de vue théorique et expérimental.

Dans un premier temps, des rappels généraux sur la fonction de fragmentation seront donnés, suivis par une brève description des modèles théoriques actuels de perte d'énergie, qui permettront de mettre en lumière la manière dont la perte d'énergie dépend des propriétés du milieu et de celles des partons. Dans un second temps, nous développerons certaines pistes qui pourront être explorées pour atteindre une compréhension plus précise des mécanismes de perte d'énergie.

## 8.1 Perte d'énergie des partons dans le milieu : enjeux

### 8.1.1 Rappels sur la fonction de fragmentation

Comme nous l'avons vu dans la section 1.3.2, la fonction de fragmentation  $D_{i \rightarrow H}(z, Q^2)$  représente la probabilité qu'un parton  $i$ , de virtualité  $Q^2$ , fragmente en un hadron  $H$  en emportant une fraction  $z$  de l'impulsion transverse du parton  $i$ . La fragmentation du parton peut être divisée en deux parties : la première, représentant la fragmentation en d'autres partons, traitée de manière perturbative, puis une seconde partie où les partons finaux s'arrangent au sein de hadrons (l'hadronisation), qui n'est pas un phénomène perturbatif. La fonction de fragmentation



peut alors être déterminée à partir de sa valeur à une échelle  $\mu^2$  grâce à l'équation d'évolution :

$$\frac{\partial}{\partial \ln \mu^2} D_{i \rightarrow H}(z, \mu^2) = \sum_i \int_z^1 \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \frac{dz'}{z'} P_{ij}(z', \alpha_s(\mu^2)) D_{j \rightarrow H}\left(\frac{z}{z'}, \mu^2\right) \quad (8.1)$$

La fonction de splitting  $P_{ij}(z', \alpha_s(\mu^2))$  représente la probabilité qu'un parton initial  $i$  fragmente en un parton final  $j$  emportant une fraction  $z'$  de l'impulsion du parton  $i$ . Ces processus ayant lieu à grand  $Q^2$ , il est possible de décrire la fonction de splitting de manière perturbative [25] :

$$P_{ij}(z, \alpha_s(\mu^2)) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} P_{ij}^{(0)}(z) + \left(\frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi}\right)^2 P_{ij}^{(1)}(z) + \left(\frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi}\right)^3 P_{ij}^{(2)}(z) + \dots \quad (8.2)$$

où les  $P_{ij}^{(a)}(z)$  sont identiques à celles utilisées pour les PDF, à savoir, pour l'ordre 0 [195] :

$$\begin{aligned} P_{qq}^{(0)}(z) &= C_F \frac{1 + (1-z)^2}{z} \\ P_{gg}^{(0)}(z) &= 2C_A \frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \\ P_{gq}^{(0)}(z) &= \frac{1}{2} (z^2 + (1-z)^2) \\ P_{qg}^{(0)}(z) &= C_F \frac{1+z^2}{1-z} \end{aligned} \quad (8.3)$$

avec  $C_F = 4/3$ ,  $C_A = 3$ , les facteurs de Casimir, et où  $P_{ab}^{(0)}(z)$  dénote la fonction de splitting du parton  $a$  vers le parton  $b$  dans un processus  $a \rightarrow bc$ .

### 8.1.2 Perte d'énergie des partons dans le milieu

Différentes mesures (voir [196] pour une revue récente) ont montré que dans les collisions centrales d'ions lourds une suppression des particules de haut  $p_T$  (d'un facteur 4 à 5) est observée, phénomène appelé *jet quenching*. La modification des nPDFs entre 10 et 30% pour des valeurs typiques de  $x$  et  $Q^2$  accessibles au LHC, ne permet pas d'expliquer complètement cette suppression. De ce fait, la perte d'énergie observée doit être due à des effets dynamiques ayant lieu après le processus dur [197]. Enfin, cette perte d'énergie est supposée se produire avant le processus d'hadronisation, comme le laissent penser des mesures de corrélations azimutales, qui ne présentent pas de modification pour une séparation azimutale faible [197].

C'est pourquoi le jet quenching est attribué à la perte d'énergie du parton en amont de l'hadronisation : en présence d'un milieu chaud et déconfiné, comme le QGP, les partons initiaux vont traverser le milieu et interagir avec ses constituants, menant à une perte d'énergie. Ceci peut se formaliser sous la forme d'une modification de la fonction de fragmentation, qui peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\tilde{D}_{j \rightarrow H}^{\text{milieu}}(z_j, \mu^2) = P_{j \rightarrow j'}^\epsilon \otimes D_{j' \rightarrow H}^{\text{vide}}(z_{j'}, \mu^2) \quad (8.4)$$

où  $P_{j \rightarrow j'}^\epsilon$  représente la probabilité que le parton  $j$  perde l'énergie  $\epsilon$  lors de son interaction avec le milieu. Cette probabilité dépend des propriétés du milieu, comme la température, le coefficient de transport  $\hat{q}$  ou encore la densité de gluons  $dN_g/dy$ .

### 8.1.3 Modèles de perte d'énergie

Afin de pouvoir déterminer les propriétés du QGP il est nécessaire de développer des modèles théoriques permettant de faire le lien entre les observables mesurées par les expériences et la perte d'énergie  $\Delta E$ , qui dépend de  $\hat{q}$ ,  $dN_g/dy$  ou  $T$  selon les modèles. La plupart des modèles développés sont des modèles phénoménologiques basés sur la QCD perturbative, qui cherchent à décrire le

spectre de gluons émis par radiation :  $dI/d\omega dk_{\perp}^2 dt$  [124]. Bien que la première version des modèles ne prenne en compte que la perte d'énergie radiative, qui est une bonne approximation notamment pour les quarks légers, certains proposent également de prendre en compte une contribution provenant de la perte d'énergie collisionnelle.

Une sélection de modèles est présentée dans la suite, ayant tous des approximations et hypothèses faites sur la virtualité du parton, la nature du milieu et la cinématique de l'interaction entre le parton et le milieu. La perte d'énergie des partons est généralement obtenue en calculant dans un premier temps le spectre d'émission à un gluon avec la méthode des intégrales de chemin, puis dans un deuxième temps, le spectre d'émission à plusieurs gluons avec une approche indépendante.

### BDMPS-Z et ASW-MS

Dans le modèle BDMPS-Z (Baier - Dokshitzer - Mueller - Peigné - Schiff, et Zakharov de manière indépendante) [198, 199] le milieu est modélisé comme un ensemble de centres de diffusion statiques colorés dont la distribution en densité le long de la trajectoire du parton se propageant dans le milieu est définie. Il est supposé que le parton initial interagit avec le milieu par le biais de plusieurs processus mous, dont l'implémentation numérique est basée sur les poids de pondération introduits par Armesto - Salgado et Wiedemann (ASW-MS) [200, 201]. Cette implémentation implique que le milieu soit entièrement défini par le coefficient de transport  $\hat{q}$ , qui caractérise la moyenne du carré de l'impulsion transverse échangée entre le parton et le milieu par unité de longueur. Afin de tenir compte de l'expansion du milieu, le coefficient de transport peut être écrit comme :

$$\hat{q}(L) = \frac{2}{L^2} \int_{\tau_0}^{\tau_0+L} d\tau (\tau - \tau_0) \hat{q}(\tau) \quad (8.5)$$

où  $\hat{q}(\tau) = \hat{q}(\tau_0)(\tau_0/\tau)\alpha$  et  $\alpha$  décrit la dépendance en temps de la densité du milieu ( $\rho(\tau) \propto \tau^{-\alpha}$ ).

Finalement, l'émission multiple de gluons est calculée en utilisant une loi de Poisson qui donne la distribution de probabilité de la perte d'énergie :

$$P(\Delta E) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-\langle N_g \rangle}}{n!} \left[ \prod_{i=1}^n \int d\omega \frac{dN_g(\omega)}{d\omega} \right] \delta \left( \Delta E - \sum_{i=1}^n \omega_i \right) \quad (8.6)$$

avec  $N_g$  le nombre de gluons émis.

La perte d'énergie  $\Delta E$  serait alors proportionnelle aux principaux termes présentés :

$$\Delta E \propto \alpha_s C_R \langle \hat{q} \rangle L^2 \quad (8.7)$$

### (D)GLV

Le modèle GLV (Gyulassy - Levai - Vitev) [202, 203] est similaire au modèle BDMPS : le milieu  $y$  est également modélisé comme un ensemble de centres de diffusion statiques colorés, mais une extension avec des centres de diffusions dynamiques a également été proposée (DGLV) [204]. Le milieu est caractérisé par deux paramètres : la densité  $\rho$  de centres diffuseurs et la masse de Debye  $m_D \approx gT$  où  $g$  est le paramètre de couplage et  $T$  la température du milieu.

Contrairement au modèle BDMPS, le calcul du spectre de gluons rayonnés est fait pour une unique diffusion puis propagé de façon récursive pour obtenir le spectre d'émission pour plusieurs diffusions. L'émission multiple de gluons est également calculée en utilisant une loi de Poisson.

La perte d'énergie s'exprime alors de la manière suivante :

$$\Delta E \propto \alpha_s^3 C_R \frac{1}{A_T} \frac{dN_g}{dy} L \quad (8.8)$$

où  $A_T$  est la taille transverse du milieu.

## AMY

Le modèle AMY (Arnold - Moore - Yaffe) [205, 206] se base sur le formalisme de la théorie quantique des champs avec une interaction entre un parton et un milieu faiblement couplé, en équilibre thermique et dont les centres de diffusion sont dynamiques. En conséquence, le milieu est caractérisé uniquement par sa température. Dans un premier temps, les calculs n'ont été possibles que pour une longueur de milieu infinie, mais il existe maintenant une extension prenant en compte la taille finie du milieu.

En principe, ce modèle est applicable uniquement à très haute température.

## HT

Le modèle Higher - Twist [207] décrit les radiations de gluons comme des corrections à la section efficace des interactions entre le parton et le milieu, qui est caractérisé uniquement par son coefficient de transport  $\hat{q}$ .

### 8.1.4 Modification de la fonction de fragmentation : approches analytique et Monte-Carlo

Les modèles de perte d'énergie présentés précédemment permettent d'incorporer l'ensemble des effets du milieu dans la modification de la fonction de fragmentation des partons. Afin d'obtenir celle-ci, deux approches sont possibles.

La première approche [208] considère que la fonction de fragmentation d'un parton  $a$  dans le milieu est celle du parton  $a$  dans le vide à une énergie plus faible, à laquelle s'ajoute un terme provenant de la fragmentation des gluons rayonnés par le parton  $a$  :

$$D_{a \rightarrow H}^{\text{milieu}}(z, Q^2) = \frac{1}{\sum_{n=0}^N P_a(n)} \sum_{n=0}^N P_a(n) \frac{E_T}{E_T - n\epsilon_a} D_{a \rightarrow H}^{\text{vide}}(z_n^a, Q^2) + \langle n_a \rangle \frac{E_T}{\epsilon_a} D_{g \rightarrow h}^{\text{vide}}(z'_a, Q_0^2) \quad (8.9)$$

avec  $N$  diffusions inélastiques considérées lors de la traversée du milieu.  $P_a(n)$  exprime la probabilité d'avoir  $n$  diffusions lors de la traversée,  $z_n^a = z/(1 - n\epsilon_a/E_T)$  avec  $\epsilon_a$  la perte d'énergie moyenne par diffusion,  $z'_a = zE_T/\epsilon_a$ , et  $\langle n_a \rangle$  est le nombre moyen de diffusions. La fraction d'impulsion  $z$  emportée est donc divisée en deux parties :  $z_n^a$  qui est associée au parton  $a$  et qui sera disponible pour la fragmentation du parton après radiations, et  $z'_a$  qui sera emporté par les gluons émis. Ainsi le premier terme correspond à la fragmentation d'un parton  $a$  dans le vide avec une énergie restant après l'ensemble des diffusions de  $E_T - n\epsilon_a$ , et le deuxième terme correspond aux gluons qui possèdent chacun une énergie  $\epsilon_a$ . Cette approche néglige donc le fait que l'énergie emportée par les gluons peut fluctuer et que les gluons émis peuvent à leur tour interagir avec le milieu. De plus, l'échelle du processus de radiation est fixée à  $Q_0^2$ .

Le rapport entre les fonctions de fragmentation modifiée et dans le vide obtenu avec cette approche est présenté en figure 8.1, dans le cas de corrélations  $\gamma$ -jet. Pour des énergies de photons inférieures à 20 GeV, qui sont celles accessibles avec l'expérience ALICE, il est possible d'observer une augmentation de la fonction de fragmentation pour les faibles valeurs de  $z$  (c'est-à-dire les bas  $x_E$  et bas  $p_T$ ) et une diminution à haut  $z$ , quel que soit le libre parcours moyen considéré. Des prédictions plus récentes présentent également ce comportement [209].

La seconde approche consiste à modifier les fonctions de splitting  $P_i(z)$  en fonction des caractéristiques du milieu, et deux manières de faire ont été proposées :

- la première modification des fonctions de splitting proposée est celle implémentée dans le générateur Monte-Carlo JEWEL [210] pour tenir compte de la perte d'énergie radiative<sup>1</sup> [211] :

$$P_i^{\text{milieu}}(z) = P_i^{\text{vide}}(z) \times (1 + f_{\text{milieu}}) \quad (8.10)$$

1. Les pertes d'énergie collisionnelles sont obtenues avec une fonction de diffusion  $K(z, Q^2)$ .

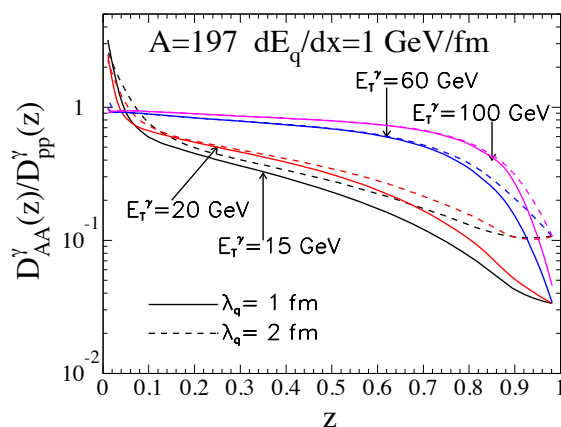


FIGURE 8.1 – Rapport des fonctions de fragmentation d'un jet émis dos à dos à un photon direct pour des collisions Au – Au centrales avec un libre parcours moyen de 1 fm (lignes pleines) et 2 fm (lignes pointillées) [208].

le terme  $f_{\text{milieu}}$  détermine le nombre de gluons rayonnés.

- la seconde est utilisée par le générateur Q-PYTHIA [212] :

$$P_i^{\text{milieu}}(z) = P_i^{\text{vide}}(z) + \Delta P(z, Q^2) \quad (8.11)$$

$P(z, Q^2)$  est obtenu à partir du spectre de gluons émis dans le milieu :

$$P(z, Q^2) = \frac{2\pi Q^2}{\alpha_s} \frac{dI^{\text{milieu}}}{dz dp_{\perp}^2} \quad (8.12)$$

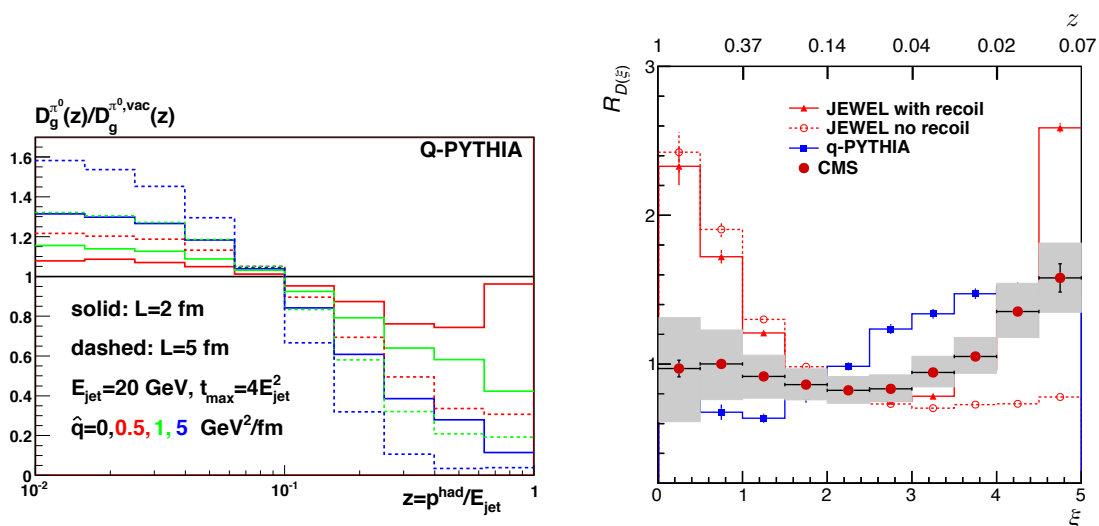


FIGURE 8.2 – Gauche : Rapport des fonctions de fragmentation pour les  $\pi^0$  pour différentes énergies  $E_{\text{jet}}$  de gluon, longueur de milieu traversé  $L$ , coefficients de transport  $\hat{q}$  et virtualité  $t_{\text{max}}$  [212]. Droite : Rapports des fonctions  $D(\xi)$  en collisions Pb-Pb et pp provenant de JEWEL, Q-PYTHIA et comparés à la mesure réalisée par l'expérience CMS [213].

La figure 8.2 (gauche) présente le rapport des fonctions de fragmentation de gluons en  $\pi^0$  obtenues avec Q-PYTHIA [212] pour différents coefficients de transport et longueur de milieu traversé. Il est observé que la perte d'énergie augmente avec le paramètre  $\hat{q}$  et la longueur de

milieu traversée. La pente de la distribution est sensible à la modification de la fragmentation en fonction des propriétés du milieu. Bien que la région intermédiaire en  $z$  permettrait déjà d'observer la modification de la fonction de fragmentation, accéder aux valeurs basses de  $z$  ( $< 0,08$ ) pourrait offrir la possibilité de contraindre encore plus les propriétés du milieu.

La figure de droite présente le rapport entre les distributions  $D^{\text{milieu}}(\xi)$  et  $D^{\text{vide}}(\xi)$  en fonction de  $\xi = -\ln(1/z_T)$  comparé aux résultats obtenus par CMS [213]. Les deux méthodes présentées prédisent des résultats contradictoires, mais aucune des deux ne permet de reproduire les résultats expérimentaux de manière satisfaisante : Q-PYTHIA reproduit les données à bas  $\xi$ , tandis que JEWEL les reproduit à haut  $\xi$ .

### 8.1.5 Mesures différentielles

#### Longueur du milieu traversée

Lors du processus de fragmentation, des pertes d'énergie radiatives sous forme de rayonnement de gluons ont également lieu en collisions proton-proton, cependant, la présence du milieu va les modifier. Dans le cas où la radiation se produit aux petits angles, les directions suivies par le parton initial et le gluon rayonné sont similaires et un temps  $\tau_f = 2\omega/k_{\perp}^2$ , avec  $w$  et  $k_{\perp}^2$  l'énergie et l'impulsion transverse du gluon rayonné, est nécessaire pour que le processus de radiation soit effectué : c'est l'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) [214]. Dans le cas où  $\tau_f \gg \lambda$  (milieu dense ou épais), avec  $\lambda$  le libre parcours moyen, les radiations successives ne peuvent pas être traitées de manière indépendante, ce qui mène à une suppression du spectre de radiation par rapport au spectre obtenu dans le cas où  $\tau_f \ll \lambda$  (milieu dilué ou fin). Ceci implique que la dépendance de la perte énergie en fonction de la longueur de milieu traversé  $L$  sera aussi modifiée :

$$\begin{aligned} \Delta E &\propto L & \text{si } \tau_f &\ll \lambda \\ \Delta E &\propto L^2 & \text{si } \tau_f &\gg \lambda \end{aligned} \tag{8.13}$$

#### Saveur et charge de couleur des partons

Il est également prédit que la perte d'énergie radiative dépende de la masse du quark initial à cause de contraintes cinématiques. Le spectre de gluons rayonnés par un quark lourd diffère, par rapport au spectre standard, d'un facteur [125] :

$$f = \left(1 + \frac{\theta_0^2}{\theta^2}\right)^{-2} \tag{8.14}$$

où  $\theta \simeq k_{\perp}/\omega$  est l'angle d'émission du gluon rayonné et  $\theta_0 = m/E$  est le rapport de la masse sur l'énergie du quark lourd. La radiation de gluons aux petits angles est donc d'autant plus supprimée que le quark est lourd, il s'agit du *dead cone effect*.

La perte d'énergie d'un parton dans le milieu est donc sensible aux propriétés du milieu, mais également à la masse de ce parton. La figure 8.3 présente la perte d'énergie du parton en fonction de l'énergie pour un quark léger, à gauche, et un quark lourd, à droite. La quantité relative d'énergie perdue diffère, mais également les contributions de perte d'énergie radiative et collisionnelle. Notons également que la perte d'énergie n'est pas la même, en relatif, à bas et haut  $p_T$ . De ce fait, il est nécessaire de sonder la perte d'énergie des partons dans différentes gammes de  $p_T$ .

Enfin, la perte d'énergie diffère également selon la nature du parton, quark ou gluon, puisque les facteurs de Casimir, qui jouent un rôle dans l'intensité de l'interaction parton-milieu, sont différents. Ainsi la perte d'énergie devra être mesurée séparément pour les quarks légers et les gluons.

## 8.2 Perte d'énergie des partons dans le milieu : perspectives

Les différents modèles présentés ci-dessus ont permis de mettre en évidence que la perte d'énergie des partons peut être observée par le biais de la modification de la fonction de fragmentation

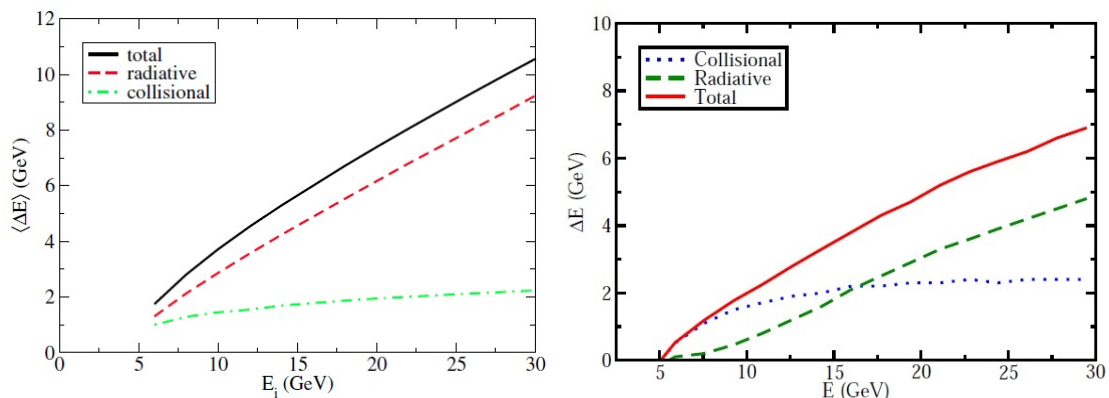


FIGURE 8.3 – Perte d'énergie en fonction de l'énergie pour un quark léger, à gauche, et lourd, à droite. Dans chaque cas la proportion de perte d'énergie radiative et collisionnelle est indiquée [214].

sur l'ensemble de l'intervalle en  $z_T$ . Ceci signifie qu'il est nécessaire de s'assurer que l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron présentée dans les chapitres précédents permette de mesurer de façon quantitative la modification de la distribution en  $x_E$ , sur l'ensemble de l'intervalle pertinent en  $x_E$ . De plus, la région des bas  $z$ , également sensible à la perte d'énergie, est une région peu connue jusqu'à présent et mérite donc d'être explorée.

En outre, nous venons de montrer que la perte d'énergie dépend de la charge de couleur, de la masse, de la saveur du parton ou encore de la longueur de milieu traversée, des mesures différentielles seront donc nécessaires pour quantifier la dépendance de la perte d'énergie par rapport à ces différents paramètres.

### 8.2.1 Modification de la fonction de fragmentation : stratégies d'analyse pour les corrélations $\gamma$ -hadron

Les pistes d'amélioration pour l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron se divisent en deux parties : l'amélioration de la précision de la mesure et la stratégie à adopter pour aborder les collisions d'ions lourds.

#### Précision de la mesure

Le bilan des incertitudes obtenu pour les collisions proton-proton (voir section 6.6.2) montre qu'une augmentation de la statistique collectée est indispensable pour observer la modification de la distribution en  $x_E$ . De plus, le bilan des incertitudes systématiques montre que celles-ci sont faibles par rapport à l'incertitude statistique pour  $x_E > 0,2$  et ne seront donc pas un frein à la mesure de la modification de la pente.

En revanche, si l'on souhaite accéder aux bas  $x_E$ , l'estimation de la pureté des photons directs, qui représente la source d'incertitude dominante et notamment de l'hypothèse de base de la méthode utilisée pour cette estimation (voir section 6.6.1), devra être améliorée pour pouvoir quantifier la modification de la fragmentation à bas  $z$ .

La diminution de cette incertitude systématique passe par une meilleure description par la simulation des paramètres utilisés pour l'estimation de la pureté : la forme du cluster  $\lambda_0^2$  et l'activité dans le cône d'isolation  $\sum p_T^{\text{in cone}}$ .

Il serait souhaitable de connaître quelle est l'origine des différences observées et de la corriger. Cependant, de nombreuses études ont été menées ces dernières années afin d'en comprendre l'origine. Notamment, le travail réalisé lors de la calibration de EMCAL et DCal pour les données 2015, qui a mis en évidence la présence de bruit électronique, qui semble indiquer que celui-ci serait à l'origine de la queue de distribution observée à droite du pic des photons pour la distribution

en  $\lambda_0^2$ . Cependant, afin de corriger les simulations une compréhension plus précise des phénomènes à l'œuvre est nécessaire, ce qui demandera encore plusieurs mois de travail. En parallèle, il est nécessaire de continuer à travailler sur la correction *ad hoc* de la distribution en  $\lambda_0^2$ , afin d'obtenir une reproduction de cette distribution par la simulation qui soit la meilleure possible.

Un travail similaire devra également être fait pour la distribution en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$ .

D'autre part, il pourrait être envisagé de supprimer les contributions à cause desquelles le double ratio  $\mathcal{R}_B$  n'est pas égal à l'unité pour ne plus à avoir à utiliser une correction provenant de la simulation pour l'estimation de la pureté. Ce facteur a principalement été ajouté pour tenir compte de la présence des photons de décroissance provenant de  $\pi^0$  et  $\eta$ , dans le cas où les deux photons de décroissance se trouvent dans le cône d'isolation. Il serait donc possible de ne pas utiliser le facteur correctif provenant de la simulation si la contribution de ces photons de décroissance peut être supprimée, en identifiant les photons de décroissance par reconstruction de la masse invariante. Cependant, comme le montrent les résultats présentés en annexe B, l'identification des photons de décroissance au sein du cône d'isolation est rendue difficile par le manque de statistique collectée, ce qui pourra s'améliorer dans les années à venir. De plus, l'amélioration sur la pureté

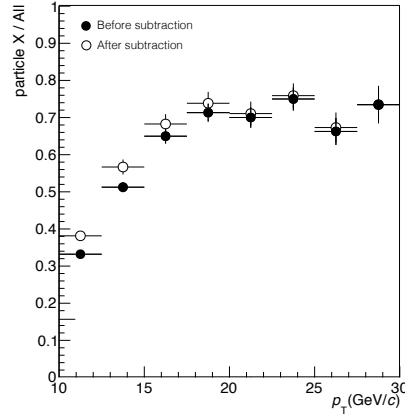


FIGURE 8.4 – Pureté obtenue par simulation  $GJ + JJ_{3,5}$ . Les ronds ouverts noirs correspondent à la pureté obtenue après soustraction de la contribution des photons de décroissance appariés provenant de  $\pi^0$  et  $\eta$ .

est relativement faible (voir la courbe noire aux marqueurs ronds ouverts sur la figure 8.4) et des incertitudes systématiques devront être ajoutées pour prendre en compte le fait que cette méthode d'identification n'est pas efficace à 100%. Ceci ne semble donc pas encourager une telle identification.

Il a également été imaginé, dans un deuxième temps, de ne considérer que les particules chargées afin d'estimer la pureté. Bien que ceci puisse être envisagé, puisque les distributions en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  des contributions neutre et chargée présentent un comportement similaire, il faut tenir compte de la proportion de particules neutres et chargées au sein des jets. Or, celle-ci fluctue de manière non négligeable événement par événement. De ce fait, cette solution devrait entraîner l'ajout d'incertitudes systématiques, ce qui n'est pas souhaitable.

### Collisions Plomb-Plomb

La principale difficulté de l'analyse des corrélations en collisions Plomb-Plomb est la soustraction de l'événement sous-jacent pour la coupure en isolation et pour la distribution en  $x_E$ . En effet, l'activité dans le cône d'isolation due à l'événement sous-jacent atteint 100 GeV/c, en collisions centrales, pour un rayon  $R = 0,3$ , par rapport à 1 GeV/c en collisions proton-proton et 2 à 3 GeV/c en collisions proton-Plomb pour un rayon  $R = 0,4$ .

Tout comme pour les collisions proton-Plomb, l'événement sous-jacent doit être estimé dans une bande en  $\eta$  autour du cône d'isolation afin de ne pas être sensible au flot elliptique présent

en collisions Plomb-Plomb. La figure 8.5 [215] montre le biais résiduel, valeur moyenne de la distribution en  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  après soustraction de l'événement sous-jacent, issu de simulation, pour les collisions proton-proton, Plomb-Plomb périphériques et Plomb-Plomb centrales. Ces dernières présentent un biais de quelques GeV, qui n'est pas le même pour les traces et les clusters. L'origine de celui-ci n'est à ce jour pas comprise. Néanmoins, ce travail préliminaire permet de montrer que la mesure sera facilement réalisable pour les collisions d'ions lourds périphériques, mais que des études plus approfondies sont nécessaires pour les collisions d'ions lourds centrales.

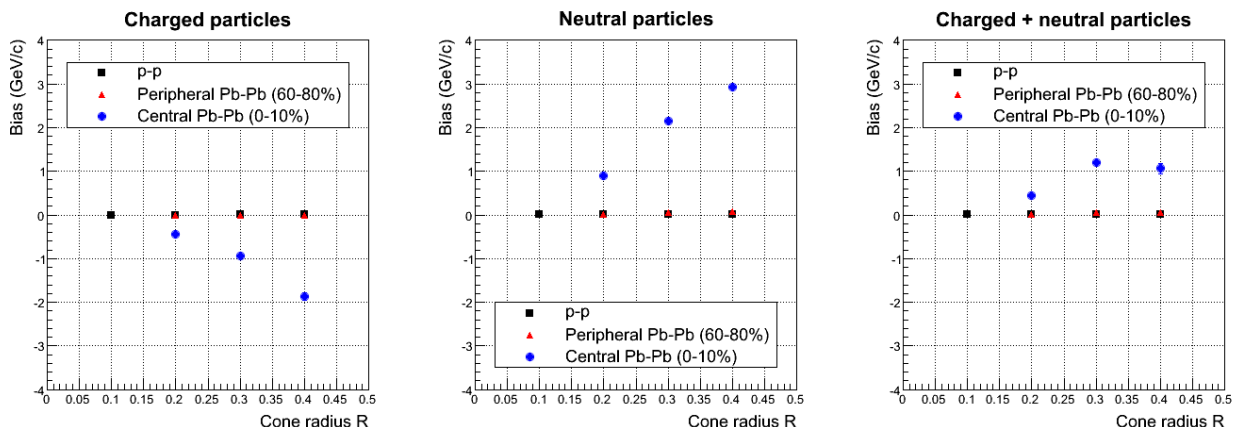


FIGURE 8.5 – Biais résiduel de  $\sum p_T^{\text{in cone}}$  après soustraction de l'événement sous-jacent estimé dans la bande en  $\eta$  pour les collisions  $pp$  (carrés noirs),  $Pb-Pb$  périphériques (triangles rouges) et  $Pb-Pb$  centrales (ronds bleus), en tenant compte de la contribution chargée (gauche), neutre (milieu) et la somme des deux (droite).

De plus, l'étude de CMS sur la redistribution de l'énergie montre que l'énergie perdue par les partons dans le milieu est retrouvée principalement très loin de l'axe du parton  $\Delta R > 0,8$ , ce qui signifie que, même si la gamme cinématique sondée est différente entre ALICE et CMS, l'estimation de l'événement sous-jacent dans une bande en  $\eta$  peut être biaisée vers des valeurs plus grandes dans le cas où la particule trigger n'est pas un photon direct. Or, une surestimation de l'événement sous-jacent mène à déclarer isolées des particules qui ne le sont pas, et dont le  $z$  moyen s'éloigne de l'unité, ce qui biaise la distribution en  $x_E$ . Peut-être sera-t-il possible d'utiliser la simulation pour connaître le biais induit par l'énergie redistribuée et corriger les distributions en  $x_E$  de l'événement sous-jacent.

## 8.2.2 Mesures différentielles

### Dépendance en longueur de milieu traversé

La longueur de milieu traversé a également un impact sur la perte d'énergie des partons. Les modèles GLV et BDMPS prédisent des dépendances linéaire et quadratique, respectivement. Ainsi, obtenir expérimentalement la perte d'énergie des partons en fonction de la longueur de milieu traversé permettra de distinguer ces deux modèles.

L'expérience PHENIX a réalisé une étude détaillée de la perte d'énergie des partons en fonction de la longueur de milieu traversée  $L_\epsilon$  [216] qui est la distance entre le centre et le bord de la zone ellipsoïdale de recouvrement des noyaux d'or entrant en collision. La figure 8.6 présente le  $R_{AA}$  des  $\pi^0$  en fonction de  $L_\epsilon$ , pour différentes classes de centralité et intervalles en  $\Delta\varphi$  (l'angle des  $\pi^0$  par rapport au plan de réaction) où il est clairement observé que la perte d'énergie des partons augmente avec la longueur de milieu traversé, mais il n'est pas possible de dire si la dépendance est linéaire ou quadratique.

Pour l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron avec l'expérience ALICE, la statistique collectée en collisions d'ions lourds étant limitée par rapport à PHENIX, une étude aussi fine semble difficilement



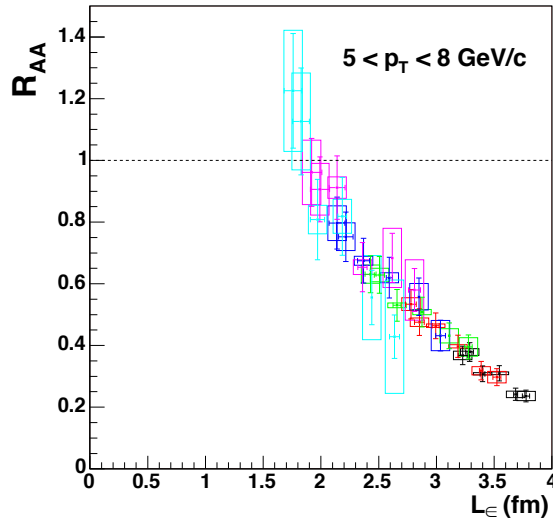


FIGURE 8.6 –  $R_{AA}$  des  $\pi^0$  en fonction de  $L_\epsilon$  (voir texte) obtenu par l'expérience PHENIX à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [216]. Chaque valeur représente une combinaison d'intervalles en centralité (cyan 60-70%, magenta 50-60%, bleu 40-50%, vert 30-40%, rouge 20-30%, noir 0-10%) et  $\Delta\varphi$ .

réalisable avant les Runs III et IV du LHC. Néanmoins, la mesure de la perte d'énergie par intervalle de centralité devrait être possible, tout comme une mesure différenciée entre une particule trigger émise dans le plan de réaction (plus d'énergie perdue) et en dehors du plan de réaction (moins d'énergie perdue), ce qui permettrait d'avoir dès la fin du Run II une mesure de la distribution en  $x_E$  pour différentes longueurs de milieu traversées.

### Dépendance en saveur

Nous avons précisé que la perte d'énergie n'est pas la même pour les quarks légers et lourds. De ce fait, il est intéressant d'étudier les corrélations  $\gamma$ -jet pour des jets étiquetés comme provenant de quarks  $c$  ou  $b$ . Bien que l'étiquetage des jets de  $b$  soit déjà accessible dans certaines expériences du LHC, du travail reste nécessaire pour reconnaître les jets provenant de quarks  $c$ .

Un seul processus à l'ordre dominant, qui requiert un quark lourd dans l'état initial (ce qui n'est pas favorisé), permet d'obtenir un photon et un quark lourd dans l'état final :  $g + Q \rightarrow \gamma + Q$ . Les processus à l'ordre suivant, comme  $q + Q \rightarrow \gamma + q + Q$  ou  $g + Q \rightarrow \gamma + g + Q$ , sont au nombre de sept, et ne peuvent pas être utilisés pour sonder la perte d'énergie des partons, puisque deux jets sont émis dans l'état final et le photon ne permet plus de retrouver l'énergie initiale d'un des partons.

Néanmoins, il doit être possible de sélectionner des événements où le quark lourd est émis seul en imposant certaines coupures comme le nombre de jets reconstruits par événement, par exemple, à condition que l'acceptance du dispositif expérimental soit suffisante.

Les mêmes processus sont en jeu lorsqu'on considère un boson  $Z$  émis au lieu du photon. La référence [217] montre que le processus à l'ordre de l'arbre est celui qui domine la production associée d'un boson  $Z$  et d'un quark lourd. De ce fait, les corrélations  $Z$ -jet semblent une alternative prometteuse pour étudier la perte d'énergie des quarks lourds, bien que leurs sections efficaces soient considérablement plus faibles que celle impliquant un photon.

### Dépendance en charge de couleur

Le gluon perd plus d'énergie dans le QGP que les quarks de par leur différence de charge de couleur. Afin de pouvoir accéder à la différence de la perte d'énergie entre quarks légers et gluons,

il faut être capable d'identifier les jets de quarks légers et ceux provenant de gluons.

En collisions proton-proton, des méthodes de discrimination basée sur un test de vraisemblance ont été développées par l'expérience ATLAS [218]. Les jets issus de quarks et de gluons sont différenciés grâce aux nombres de particules chargées et la largeur du jet (plus élevés pour le gluon que pour le quark), et une discrimination significative des quarks par rapport aux gluons est accessible seulement pour des efficacités très faibles.

De plus, en collisions Plomb-Plomb, cette technique ne sera pas facilement applicable. En effet, il a déjà été mesuré que les jets sont plus étalés en collisions Plomb-Plomb par rapport aux collisions, proton-proton mais la différence d'étalement entre quarks et gluons n'est pas connue. De plus, l'environnement en haute multiplicité rendra la discrimination sur le nombre de particules chargées moins efficaces.

Néanmoins, il a déjà été mentionné qu'il est possible de sonder préférentiellement la perte d'énergie des quarks ou des gluons par l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron ou  $\pi^0$ -hadron, respectivement. Il s'agit certainement de la stratégie qui sera privilégiée dans les analyses à venir.

Ainsi, les analyses des corrélations  $\gamma$ -hadron en collisions proton-proton et proton-Plomb présentées dans ce manuscrit représentent la première pierre d'une longue route qui permettra de comprendre la perte d'énergie des partons dans le QGP et de contraindre les propriétés du QGP.



# Conclusion générale

Les travaux réalisés lors de cette thèse portent sur l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons au sein de l'expérience ALICE auprès du LHC. Ce manuscrit présente les avancées permises par ces travaux, d'une part dans la compréhension des calorimètres électromagnétiques EMCAL et DCal, et d'autre part dans les analyses de physique portant sur l'étude des corrélations photon-hadron pour les systèmes de collisions proton-proton et proton-Plomb. Ces analyses permettent d'étudier la fonction de fragmentation des partons dans un régime en impulsion transverse et en énergie dans le centre de masse inédit par rapport aux expériences ATLAS, CMS, STAR ou PHENIX. Enfin, la comparaison des résultats entre les collisions proton-proton et proton-Plomb permet de tester la sensibilité de la fonction de fragmentation aux effets nucléaires froids.

La calibration en énergie des calorimètres EMCAL et DCal, qui est réalisée par le groupe ALICE du LPSC depuis le début des prises de données du LHC, a pu être complétée (grâce à un jeu de données important collecté en 2015) par des études détaillées permettant de rendre compte de la qualité de cette calibration (voir chapitre 5). Ces analyses ont mis à jour la présence de diaphonie entre les cellules du calorimètre qui, par ailleurs, semblerait expliquer la différence observée entre données expérimentales et simulations Monte Carlo pour le paramètre représentant la forme des clusters reconstruits par le calorimètre (section 6.3.2). Outre la présence de diaphonie, les études que j'ai pu effectuer parallèlement à la campagne de calibration ont également permis d'augmenter l'acceptance des calorimètres utilisable pour les analyses de physique réalisées au sein de la collaboration, mais surtout de démontrer que la stabilité du détecteur doit être étudiée plus en détail.

Les analyses portant sur la mesure de la distribution en  $x_E$  par l'étude des corrélations  $\pi^0$ -hadron et photon-hadron reposent sur une méthode d'analyse ayant pour point central l'identification des photons directs (également utilisée pour l'analyse de section efficace des photons directs présentée dans les documents [190, 219]), qui est pionnière au sein de l'expérience ALICE, et requièrent donc une attention particulière.

Pour le système de collisions proton-proton (chapitre 6), les travaux réalisés pendant cette thèse, et présentés dans ce manuscrit, se basent sur des développements antérieurs ayant fait l'objet de deux thèses [134, 220]. Des avancées significatives ont été réalisées en étudiant les différentes contributions au bruit de fond des photons directs, et en développant des outils afin de prendre en compte la présence du second photon de décroissance provenant des mésons neutres dans le cône d'isolation (voir section 6.4.2) et ainsi d'obtenir une estimation plus fine de la pureté des photons isolés. De plus, une étude sur les différentes distributions en  $x_E$  des contributions au bruit de fond des photons directs a également été menée. Enfin l'évaluation des effets systématiques sans laquelle l'analyse ne peut être déclarée faisable ou non a été réalisée. Ainsi, le travail effectué a permis d'amener cette analyse à un stade avancé qui n'avait pas été atteint précédemment dans la collaboration ALICE pour une analyse des corrélations photon-hadron.

En ce qui concerne les collisions proton-Plomb (chapitre 7), l'étude montrée dans ce manuscrit représente une première tentative au sein de la collaboration ALICE d'obtenir la distribution en  $x_E$  des pions neutres et des photons isolés. À ce titre, les résultats présentés sont à un stade préliminaire.

---

Néanmoins, le travail réalisé pour ce système de collision a montré que certains points qui pouvaient sembler secondaires devront être traités sérieusement afin de pouvoir comparer correctement les distributions en  $x_E$  des photons isolés dans les collisions proton-proton et proton-Plomb, et par suite Plomb-Plomb. En particulier, la méthode d'estimation de l'événement sous-jacent dans le cône d'isolation et sa soustraction ainsi que le critère d'isolation devront être étudiés de manière plus détaillée.

Au final, la taille des incertitudes des résultats obtenus lors des analyses des corrélations photon-hadron en collisions proton-proton et proton-Plomb ont prouvé la faisabilité de telles analyses au sein de l'expérience ALICE. Cependant, les larges incertitudes statistiques ne permettent pas, à l'heure actuelle, d'apporter des informations sur les propriétés du QGP ou d'apposer des contraintes sur les modèles phénoménologiques. Les données collectées lors du Run II du LHC permettront de réduire les erreurs statistiques et systématiques, et ainsi rendront ces analyses conclusives.

*Je veux être tout ce que je peux devenir ...*  
Katherine MANSFIELD

# Annexes



# A | Complément d'information sur la calibration des calorimètres

## A.1 Critères de sélection des tours

La distribution en masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  de chaque tour des calorimètres est ajustée afin d'extraire une valeur de la masse du  $\pi^0$ ,  $m_{\text{reco}}$ , reconstruite pour la tour en question. Étant donné que cette procédure se fait de manière automatisée, des coupures de sélection qualitatives doivent être appliquées aux paramètres de l'ajustement (fonction gaussienne + polynôme de degré deux) pour s'assurer que ce dernier rende correctement compte de la distribution en masse invariante et de la valeur moyenne du pic de  $\pi^0$ ,  $m_{\text{reco}}$ .

Les paramètres sur lesquels sont appliquées les coupures sont aux nombres de onze :

- L'intégrale de la distribution en masse invariante :  $I$  ;
- L'intégrale de l'ajustement gaussien :  $S$  ;
- L'intégrale du fond combinatoire étant la soustraction des deux intégrales précédentes :  $I - S$  ;
- L'amplitude de la fonction gaussienne :  $A$  ;
- La moyenne de la fonction gaussienne :  $\mu$  (qui est  $m_{\text{reco}}$ ) ;
- L'écart-type de la fonction gaussienne :  $\sigma$  ;
- Les paramètres du polynôme de degré deux :  $a$ ,  $b$  et  $c$  ;
- Le  $\chi^2$  de l'ajustement par degrés de liberté sur l'ensemble de l'intervalle en masse invariante de l'ajustement :  $\chi^2/Ndf$  ;
- Le  $\chi^2$  de l'ajustement par degrés de liberté sur l'intervalle  $[\mu - \sigma; \mu + \sigma]$  en masse invariante de l'ajustement :  $\chi^2/Ndf$  *around peak*.

Les valeurs minimale et maximale pour chaque paramètre sont choisies en fonction de la distribution du paramètre afin de cibler les tours présentant des valeurs aberrantes par rapport à sa distribution. Pour exemple, la figure A.1 présente la distribution de l'écart-type de l'ajustement gaussien,  $\sigma$ , dans laquelle une entrée correspond à une tour du calorimètre. L'intervalle dans lequel l'ajustement d'une tour peut être considéré comme fiable est par exemple [8,24].

À mesure que les itérations se suivent, les tours tendent à avoir des distributions en masse invariante similaires. De ce fait, les distributions de certains paramètres deviennent de plus en plus piquées autour d'une valeur centrale, comme le montre la figure A.2 pour la moyenne  $\mu$ . Il est donc nécessaire d'appliquer des coupures de plus en plus strictes à mesure que le nombre d'itérations augmente.

Lorsqu'un ou plusieurs des paramètres ne passent pas les coupures de sélection pour une itération donnée, la tour doit être étudiée manuellement pour ensuite prendre une décision sur la valeur de  $m_{\text{reco}}$ , mais également savoir si la tour doit être considérée pour les itérations futures. Lors des



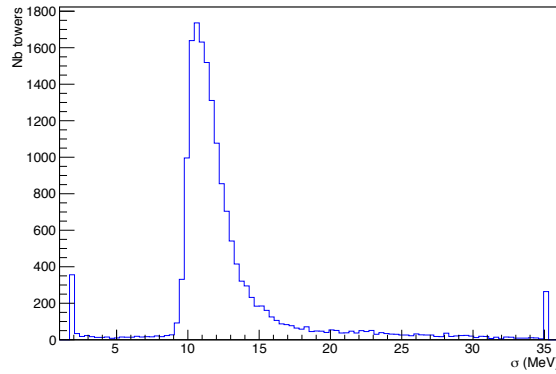


FIGURE A.1 – *Distribution de l'écart-type  $\sigma$  obtenu par ajustement gaussien issue de l'ensemble des tours du calorimètre (une entrée = une tour) lors de la première itération de la procédure de calibration.*

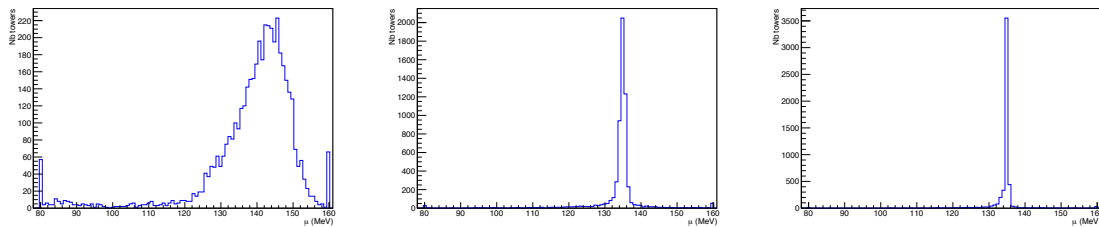


FIGURE A.2 – *Évolution de la distribution de la moyenne  $\mu$  obtenue par ajustement gaussien issue de l'ensemble des tours du calorimètre (une entrée = une tour) entre la première itération (gauche), la troisième (milieu) et la cinquième (droite).*

trois premières itérations, qui ont servi à calculer de nouvelles hautes tensions pour les APDs, le nombre de tours ne satisfaisant pas les critères de sélection a par exemple été de 1773 (première itération), 1625 (deuxième itération) et 1304 (troisième itération).

## A.2 Niveau de décalibration en énergie

Pour rappel, la résolution en énergie s'exprime comme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (\text{A.1})$$

Toute décalibration additionnelle sur les tours du calorimètre s'ajoute au terme constant  $c$ . On cherche à savoir comment la masse reconstruite des tours  $m_{\text{reco}}$  est sensible à une décalibration additionnelle. Pour ce faire,  $\sigma_{m_{\text{reco}}}$  est exprimé en fonction d'un niveau de décalibration, appelé  $\alpha_i$ , pour la tour  $i$ .

Pour une paire de clusters et une tour données, la masse invariante s'écrit :

$$m_{\text{reco}} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \theta_{12})} \quad (\text{A.2})$$

avec

$$E_1 = E_1^{\text{vraie}} \times (1 + \alpha_1) \quad \text{et} \quad E_2 = E_2^{\text{vraie}} \times (1 + \alpha_2) \quad (\text{A.3})$$

On a donc

$$m_{\text{reco}} = \sqrt{2E_1^{\text{vraie}}E_2^{\text{vraie}}(1 - \cos \theta_{12})} \times \sqrt{(1 + \alpha_1)(1 + \alpha_2)} \quad (\text{A.4})$$

or

$$\alpha_1 \text{ et } \alpha_2 \ll 1 \quad \text{soit} \quad \alpha_1\alpha_2 \ll \alpha_1 + \alpha_2 \quad (\text{A.5})$$

On obtient alors comme expression de la masse invariante :

$$m_{\text{reco}} \simeq m_{\text{PDG}} \left[ 1 + \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2) \right] \quad (\text{A.6})$$

Considérons maintenant une tour  $i$  pour laquelle  $\alpha_i$  représente la décalibration de la tour et  $\alpha_2$  représente la décalibration moyenne de l'ensemble des autres tours ayant participé à la construction de la distribution en masse invariante de la tour  $i$ . Le facteur  $\alpha_i$  est distribué suivant une gaussienne de moyenne  $\mu_i$  et de largeur :

$$\sigma_E = \sigma_E^{\text{beam test}} \oplus \sigma_E^{\text{décalib}} \quad (\text{A.7})$$

où  $\sigma_E^{\text{beam test}}$  est la résolution en énergie du calorimètre obtenue à l'aide de tests sous faisceau, présentée en figure 5.13a. Le facteur  $\alpha_2$  est lui distribué selon une gaussienne centrée en 0, si l'on suppose que la décalibration moyenne des tours est nulle (calibration absolue).

Soit

$$\langle m_{\text{reco}} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N m_{\text{reco}} \quad (\text{A.8})$$

où  $n$  est le nombre de  $\pi^0$  dont un des photons de décroissance tombe dans la tour  $i$ . Avec l'expression de l'équation A.6, on a :

$$\langle m_{\text{reco}} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left[ m_{\text{PDG}} \left( 1 + \frac{\alpha_{i,n}}{2} + \frac{\alpha_{2,n}}{2} \right) \right] \quad (\text{A.9})$$

Ce qui mène à :

$$\langle m_{\text{reco}} \rangle = m_{\text{PDG}} + \frac{m_{\text{PDG}}}{2N} \sum_{n=1}^N \alpha_{i,n} + \frac{m_{\text{PDG}}}{2N} \sum_{n=1}^N \alpha_{2,n} \quad (\text{A.10})$$

soit

$$\langle m_{\text{reco}} \rangle = m_{\text{PDG}} + \frac{m_{\text{PDG}}}{2} \langle \alpha_i \rangle + \frac{m_{\text{PDG}}}{2} \langle \alpha_2 \rangle \quad (\text{A.11})$$

or la moyenne  $\langle \alpha_2 \rangle$  est nulle puisque le calorimètre est calibré de façon absolue. On a donc :

$$\langle m_{\text{reco}} \rangle = m_{\text{PDG}} \left( 1 + \frac{\langle \alpha_i \rangle}{2} \right) \quad (\text{A.12})$$

Et le facteur  $\langle \alpha_i \rangle$  représentant la décalibration moyenne de la tour  $i$  s'écrit comme :

$$\langle \alpha_i \rangle = 2 \left( \frac{\langle m_{\text{reco}} \rangle}{m_{\text{PDG}}} - 1 \right) \quad (\text{A.13})$$

On cherche maintenant à savoir comment est distribué  $\langle \alpha_i \rangle$  sur l'ensemble des tours. Or la distribution des  $\langle m_{\text{reco}} \rangle$  est connue puisqu'il s'agit de la distribution des  $m_{\text{reco}}$  présentée en figure 5.12 pour la calibration 2015, qui est une gaussienne centrée en  $m_{\text{PDG}}$  et de largeur  $\sigma_{m_{\text{reco}}}$ . Donc,  $\langle \alpha_i \rangle$  est distribué suivant une gaussienne centrée en 0 et de largeur :

$$\sigma_{\langle \alpha_i \rangle} = \frac{2}{m_{\text{PDG}}} \sigma_{m_{\text{reco}}} \quad (\text{A.14})$$

Il y a donc un facteur deux entre la décalibration additionnelle en énergie et le décalage sur  $m_{\text{reco}}$ .

### A.3 Reproduction de l'épaulement dans la distribution en masse invariante

L'épaulement se situant à gauche du pic en masse invariante (voir figure 5.19) est semblable pour l'ensemble des tours se situant dans les bandes en  $\eta$  (voir figure 5.18). De ce fait, l'épaulement peut être reproduit en soustrayant une distribution saine de référence à la distribution en masse invariante de plusieurs tours qui présentent un  $\chi^2$  d'ajustement élevé. Le résultat de cette soustraction donne une distribution qui reproduit l'excès observé. Étant donné que la fonction ainsi créée est destinée à être ajoutée aux tours dites saines, ne présentant pas d'épaulement, il est décidé de mettre la fonction à 0 pour  $m_{\text{reco}} < 70\text{MeV}/c^2$  et  $m_{\text{reco}} > 120\text{MeV}/c^2$ .

La fonction obtenue et la soustraction de l'épaulement dans une tour se situant dans les zones où le  $\chi^2$  est élevé sont présentés en figure A.3, à gauche et droite respectivement. On observe que la soustraction de l'épaulement est correctement réalisée.

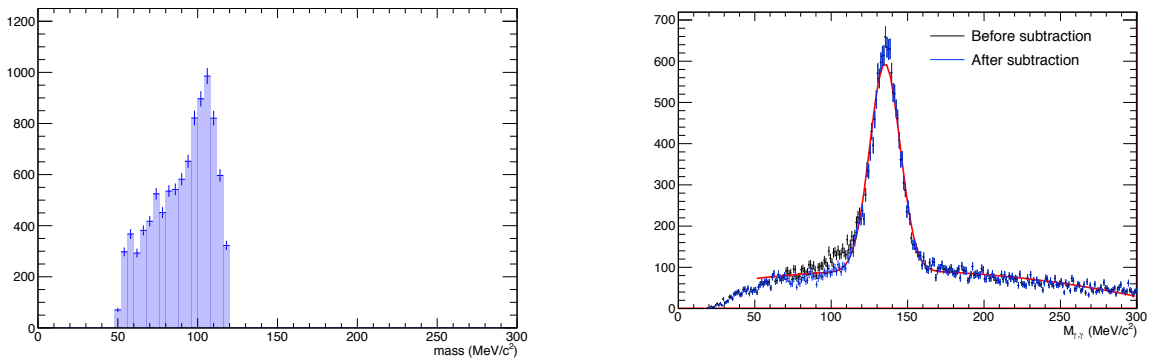


FIGURE A.3 – Gauche : Distribution obtenue reproduisant l'épaulement (voir texte). Droite : Distribution en masse invariante d'une tour avant (noir) et après (bleu) soustraction de l'épaulement.

La figure A.4 présente la valeur du  $\chi^2$  de l'ajustement pour chaque tour de DCal après soustraction de l'épaulement pour les tours concernées. On remarque que les bandes pour lesquelles la valeur du  $\chi^2$  était élevée ont disparu et que l'ensemble des tours présente un  $\chi^2$  proche de 1. Ces deux résultats permettent d'affirmer que l'épaulement est correctement reproduit.

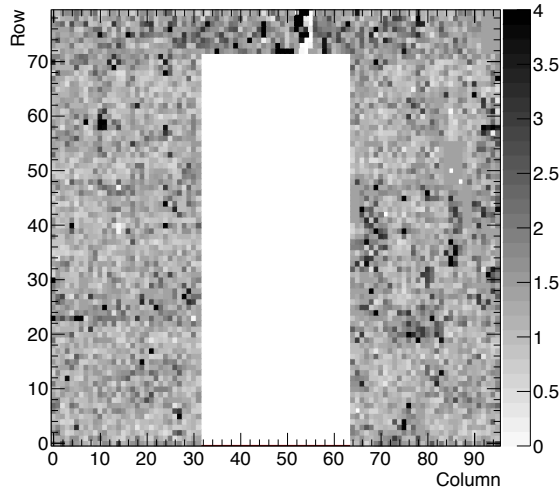


FIGURE A.4 – Représentation spatiale de DCal où la valeur du  $\chi^2$  de l'ajustement pour chaque tour est présentée.

Pour étudier l'impact de l'épaulement, celui-ci est ajouté à la distribution en masse invariante des tours avec une masse reconstruite comprise entre 132 et 138  $\text{MeV}/c^2$ , afin que l'épaulement ajouté à la distribution en masse invariante se situe bien à gauche du pic de  $\pi^0$ , se trouvant dans les zones où la valeur du  $\chi^2$  de l'ajustement est proche de 1. La figure A.5 présente la distribution du  $\chi^2$  de l'ajustement pour les tours saines avant et après ajout de l'épaulement. La distribution se trouve centrée en 3 après que l'épaulement a été ajouté, ce qui est proche des valeurs de  $\chi^2$  des tours présentant naturellement un épaulement.

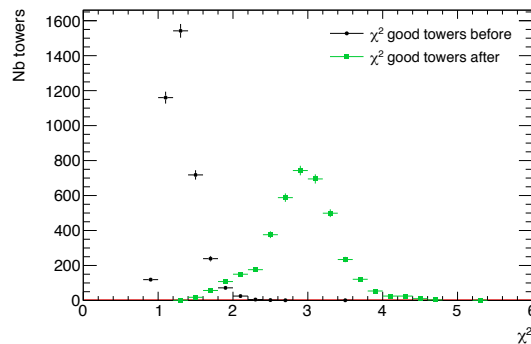


FIGURE A.5 – Distribution en  $\chi^2$  pour les tours à petit  $\chi^2$  avant (noir) et après (vert) ajout de l'épaulement.

La technique utilisée pour créer l'épaulement et l'ajouter aux tours saines est donc correcte et permet de reproduire le comportement des tours avec une valeur de  $\chi^2$  élevée.



# B | Identification des $\pi^0$ et $\eta$ par masse invariante

## B.1 Motivations

Le principal bruit de fond des photons directs vient de photons de décroissances provenant de  $\pi^0$  ou de  $\eta$  (voir figure 6.17), qui peuvent être identifiés par reconstruction de leur masse invariante, si les deux photons sont détectés dans l'acceptance de EMCal. On s'intéresse donc à savoir s'il est possible, avec les données disponibles, d'identifier les  $\pi^0$  et  $\eta$ , afin de soustraire leur contribution dans deux situations : *i*) pour améliorer l'estimation de la pureté de l'échantillon de données et *ii*) pour étudier la distribution en  $x_E$  qui leur est associée et la comparer à celle des  $\pi^0$  fusionnés, identifiés à grand  $\lambda_0^2$ .

Pour l'estimation de la pureté, il est nécessaire d'identifier les photons de décroissance provenant de  $\pi^0$  et de  $\eta$  qui sont non isolés et isolés. De ce fait, les deux cas seront discutés séparément dans la suite, et uniquement en collisions proton-proton.

## B.2 Masse invariante

### B.2.1 Clusters sans critère d'isolation

Cette étude sera réalisée pour l'ensemble des clusters, sans critère d'isolation ni de restriction à l'appartenance au cône d'isolation, dont la composante principale est constituée de clusters non isolés. On cherche à estimer le bruit de fond sous le pic de  $\pi^0$  ou de  $\eta$ , afin de soustraire sa contribution et vérifier si l'on est capable d'identifier le nombre de  $\pi^0$  et  $\eta$  produits de manière robuste. Pour ce faire, la distribution en masse invariante est ajustée dans des régions entourant les pics de  $\pi^0$  et  $\eta$ .

Plusieurs possibilités sont considérées pour l'ajustement du bruit de fond combinatoire :

- Fonction d'ajustement : polynôme de 1<sup>er</sup> ou 2<sup>nd</sup> ordre (appelé pol1 et pol2, respectivement)

- Intervalles d'ajustement (MeV/c<sup>2</sup>) :

-  $\pi^0$  :

\* [0.190, 0.240] (appelé Normal)

\* [0.190, 0.260] (Big)

\* [0.190, 0.290] (Huge)

\* [0.095, 0.100]  $\cup$  [0.190, 0.240]

\* [0.095, 0.100]  $\cup$  [0.190, 0.260]

\* [0.095, 0.100]  $\cup$  [0.190, 0.290]

-  $\eta$  :

\* [0.410, 0.470]  $\cup$  [0.620, 0.680] (Normal)

\* [0.350, 0.470]  $\cup$  [0.620, 0.740] (Big)

\*  $[0.300, 0.470] \cup [0.620, 0.790]$  (Huge)

Afin de décider quels fonction et intervalle en masse invariante doivent être utilisés pour l'ajustement, on se base sur les valeurs de  $\chi^2$  de l'ajustement et sur l'incertitude sur le nombre de  $\pi^0$  et de  $\eta$  obtenu à partir de l'ajustement.

La figure B.1 présente le nombre de  $\pi^0$  et  $\eta$  obtenu pour les différents ajustements (à gauche) ainsi que leurs incertitudes relatives (à droite). Afin de pouvoir comparer les différents résultats le nombre de  $\pi^0$  et  $\eta$  est divisé par la largeur de l'intervalle utilisé pour l'ajustement.

Sur la même figure, un biais évident est observé pour le nombre de  $\eta$  reconstruit selon que l'ajustement soit fait avec un polynôme du premier ou du second ordre. En effet, le nombre de  $\eta$  augmente, pour l'ensemble des intervalles en  $p_T$ , en passant du polynôme de premier ordre à celui d'ordre 2, ainsi qu'avec la largeur de l'intervalle d'ajustement.

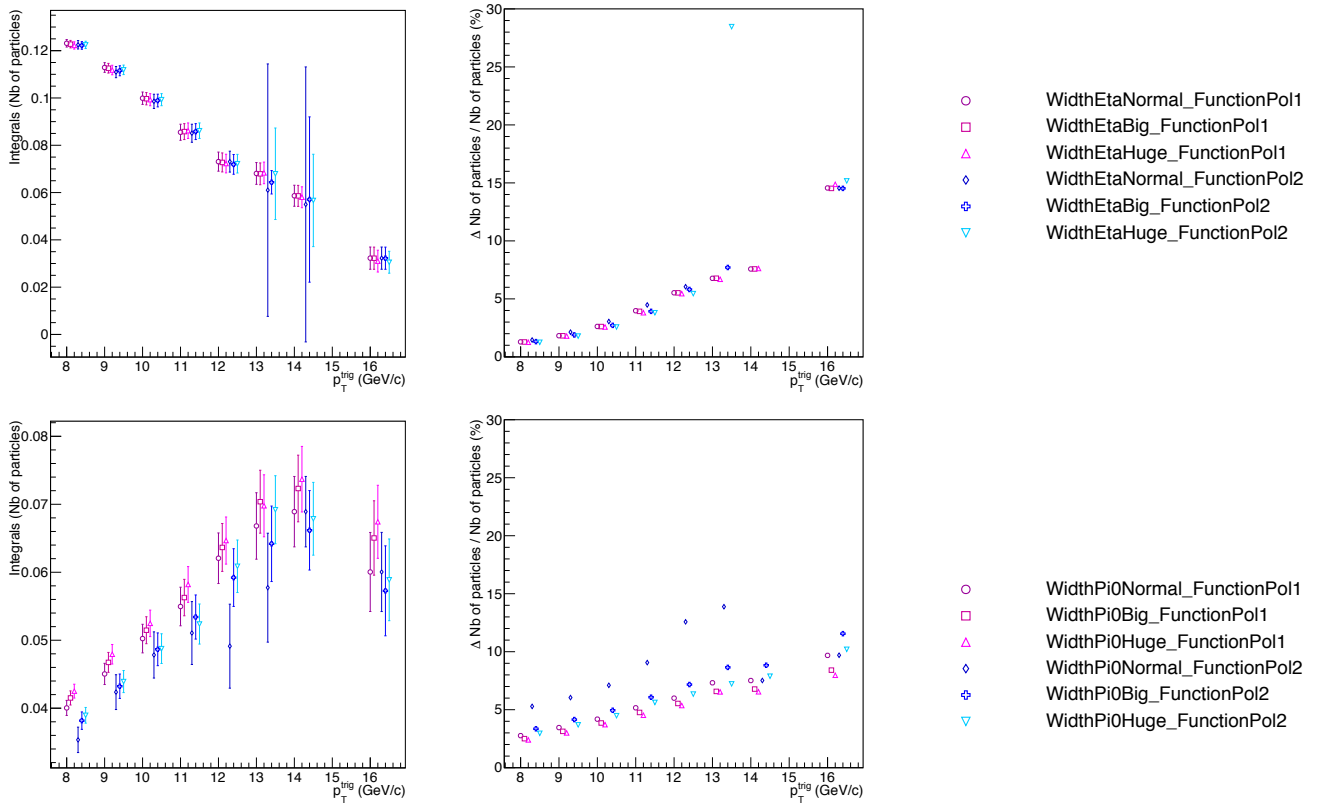


FIGURE B.1 – *Clusters non isolés* : nombre de particules normalisé à la largeur de la fenêtre d'ajustement (gauche) et erreur relative sur le nombre de particules (droite) pour la région du pic de  $\pi^0$  (haut) et celui de  $\eta$  (bas).

De ce fait, étant donné le peu d'amélioration qu'offrirait une telle soustraction pour l'estimation de la pureté (voir figure 8.4), la contribution des  $\pi^0$  et  $\eta$  appariés ne sera pas soustraite. Pour les distributions en  $x_E$ , les  $\pi^0$  et  $\eta$  peuvent être identifiés et les configurations d'ajustement choisies pour chaque intervalle en  $p_T^{\text{trig}}$  sont reportées dans le tableau B.1.

## B.2.2 Clusters isolés

L'estimation de la pureté et la distribution en  $x_E$  requièrent une identification des  $\pi^0$  et  $\eta$  isolés. La même étude en masse invariante que la précédente est réalisée pour les clusters isolés, mais le manque de statistique après application du critère d'isolation rend la convergence de l'ajustement difficile (voir figure B.2), et des intervalles plus larges en  $p_T^{\text{trig}}$  que ce qui est utilisé dans l'analyse des corrélations  $\gamma$ -hadron doivent être utilisés.

$p_T^{\text{trig}}$	Ajustement $\pi^0$	Ajustement $\eta$
[8; 9]	Pol2 in range [0.095, 0.100] $\cup$ [0.190, 0.290]	Pol2 in range [0.300, 0.470] $\cup$ [0.620, 0.790]
[9; 10]	Pol2 in range [0.095, 0.100] $\cup$ [0.190, 0.290]	Pol2 in range [0.300, 0.470] $\cup$ [0.620, 0.790]
[10; 11]	Pol2 in range [0.095, 0.100] $\cup$ [0.190, 0.290]	Pol2 in range [0.300, 0.470] $\cup$ [0.620, 0.790]
[11; 12]	Pol2 in range [0.095, 0.100] $\cup$ [0.190, 0.290]	Pol2 in range [0.300, 0.470] $\cup$ [0.620, 0.790]
[12; 13]	Pol2 in range [0.095, 0.100] $\cup$ [0.190, 0.290]	Pol2 in range [0.300, 0.470] $\cup$ [0.620, 0.790]
[13; 14]	Pol1 in range [0.095, 0.100] $\cup$ [0.190, 0.240]	Pol1 in range [0.410, 0.470] $\cup$ [0.620, 0.680]
[14; 16]	Pol1 in range [0.095, 0.100] $\cup$ [0.190, 0.240]	Pol1 in range [0.410, 0.470] $\cup$ [0.620, 0.680]
[16; 25]	Pol1 in range [0.095, 0.100] $\cup$ [0.190, 0.240]	Pol1 in range [0.410, 0.470] $\cup$ [0.620, 0.680]

TABLE B.1 – *Combinaisons d’ajustement choisies en fonction du  $\chi^2$  de l’ajustement, de l’effet systématique sur le nombre de  $\pi^0$  et  $\eta$  et de l’erreur relative sur le nombre de  $\pi^0$  et  $\eta$ .*

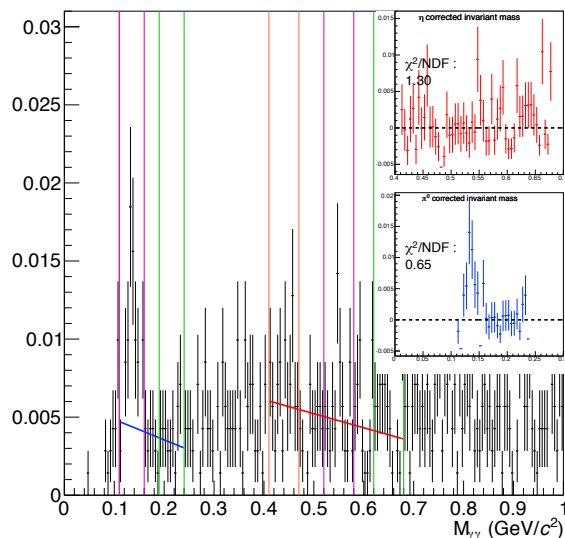


FIGURE B.2 – *Distribution en masse invariante pour les clusters isolés pour  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 12 et 25 GeV/c. Les fonctions d’ajustement sont présentées, ainsi que les résultats de la distribution après soustraction (encadrés à droite).*

La figure B.3 montre que le nombre de  $\eta$  extrait à partir de l’ajustement est compatible avec 0, ce qui signifie qu’il ne sera pas possible d’estimer la contribution des  $\eta$ . Pour les  $\pi^0$ , la forme du bruit de fond combinatoire est telle qu’aucune des fonctions d’ajustement proposées ne permet d’obtenir un ajustement correct du bruit de fond combinatoire, ce qui va impacter l’estimation de la contribution des  $\pi^0$ . Cependant, la figure B.3 montre que, même si un effet systématique est observé sur le nombre de  $\pi^0$  obtenu en fonction de la fonction d’ajustement utilisée, celui-ci reste relativement faible.

Néanmoins, le manque de statistique rend cette étude compliquée et des études systématiques sur l’estimation de la contribution des  $\pi^0$  et des  $\eta$  seraient nécessaires. De ce fait, leurs contributions ne seront pas soustraites pour l’estimation de la pureté pour l’analyse présentée dans ce manuscrit, mais pourront être considérées pour de futures analyses dotées d’une statistique plus importante.

Cette étude aura tout de même permis d’obtenir les distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  et  $\eta$  pour des clusters non isolés afin d’être comparées à la distribution en  $x_E$  des  $\pi^0$  identifiés à grand  $\lambda_0^2$ , comme présenté en section 6.5.1.



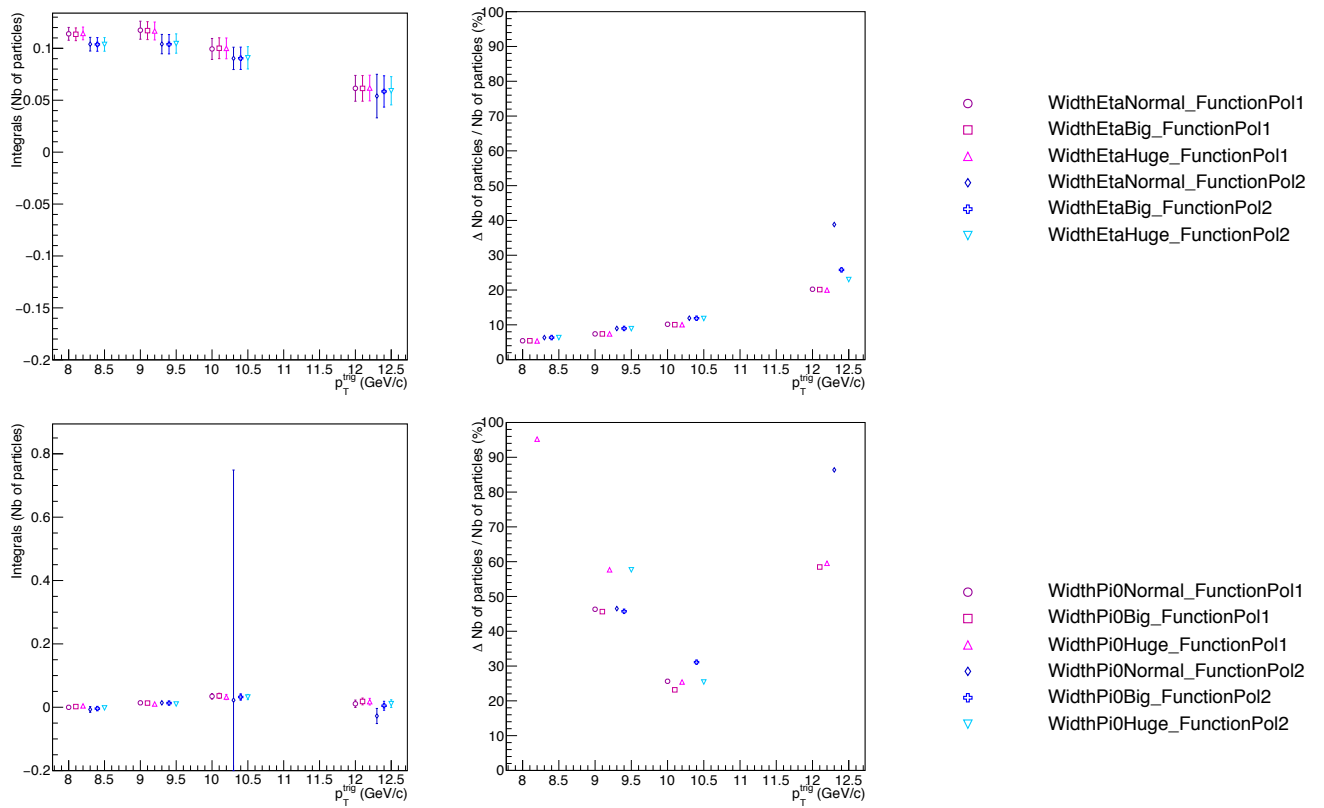


FIGURE B.3 – Clusters isolés : nombre de particules normalisé à l'intégrale (gauche) et erreur relative sur le nombre de particules (droite) pour la région du pic de  $\pi^0$  (haut) et celui de  $\eta$  (bas).

# C | Distributions en $x_E$ des $\pi^0$ en collisions proton-proton et proton-Plomb

Les distributions en  $x_E$  des  $\pi^0$  non-isolés et isolés pour l'ensemble des intervalles en  $p_T^{\text{trig}}$  sont présentés ci-après, dans un premier temps pour les collisions proton-proton, puis pour les collisions proton-Plomb.

## C.1 Collisions proton-proton

### C.1.1 $\pi^0$ non isolés

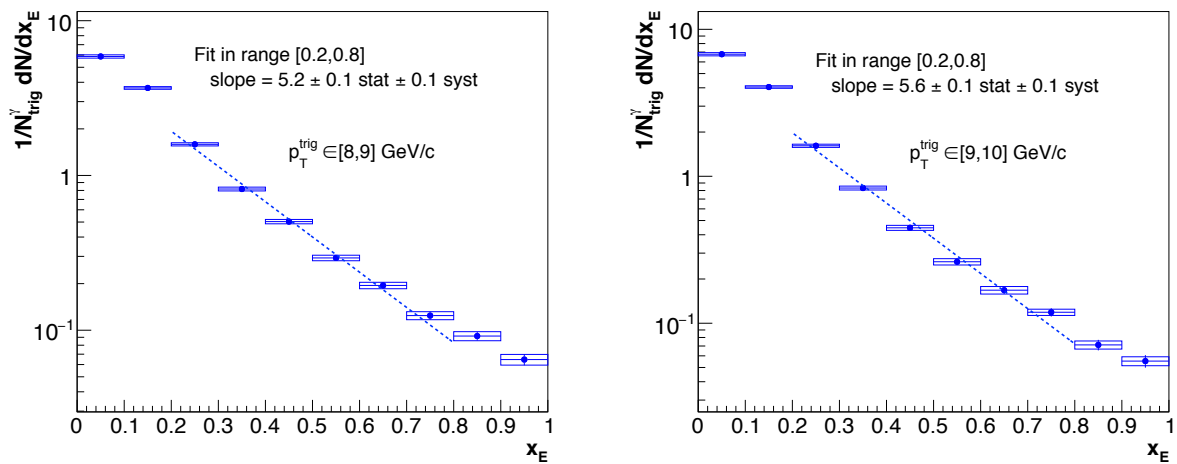


FIGURE C.1 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 8 et 9 GeV/c (à gauche) et entre 9 et 10 GeV/c (à droite).

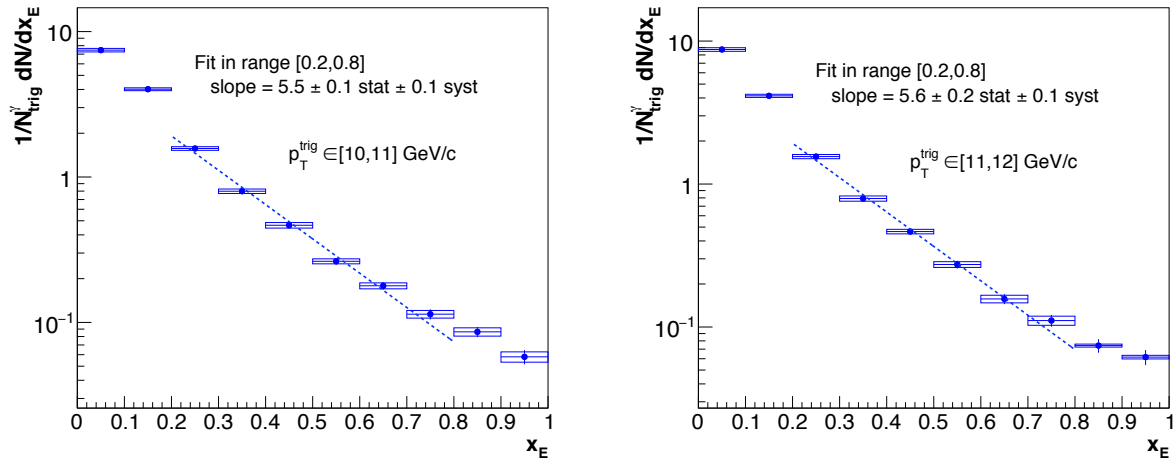


FIGURE C.2 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 11 GeV/c (à gauche) et entre 11 et 12 GeV/c (à droite).

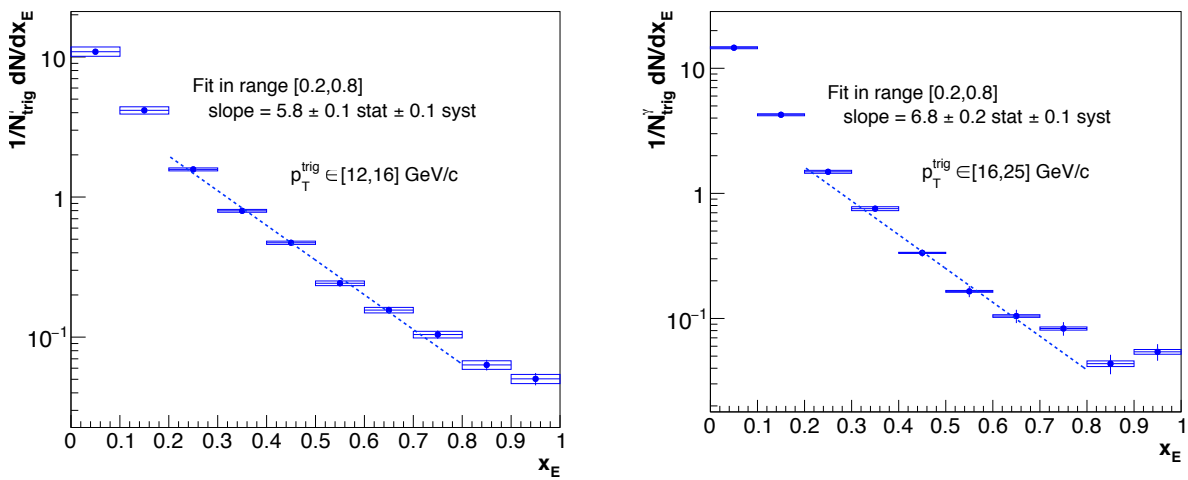


FIGURE C.3 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 12 et 16 GeV/c (à gauche) et entre 16 et 25 GeV/c (à droite).

### C.1.2 $\pi^0$ isolés

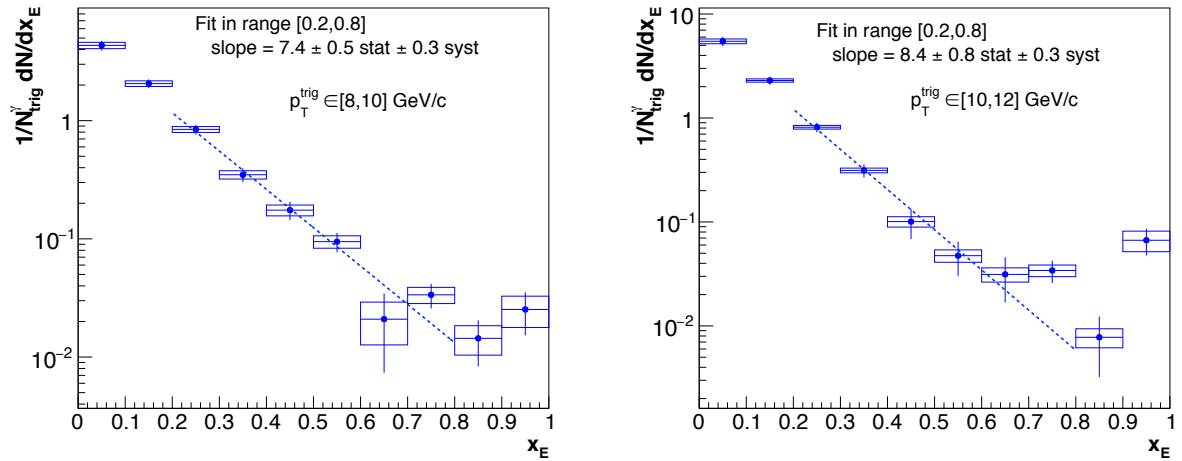


FIGURE C.4 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 8 et 10 GeV/c (à gauche) et entre 10 et 12 GeV/c (à droite).

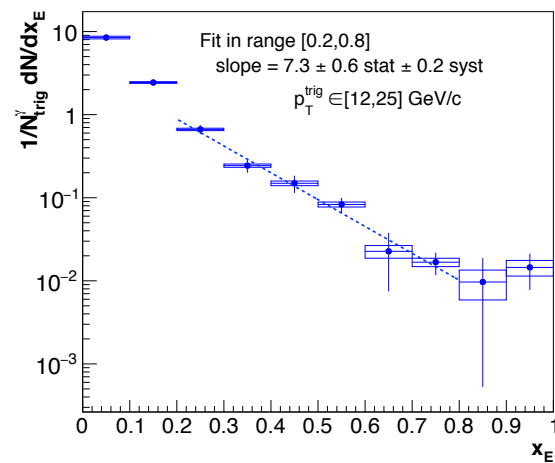


FIGURE C.5 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 12 et 25 GeV/c.

## C.2 Collisions proton-Plomb

### C.2.1 $\pi^0$ non isolés

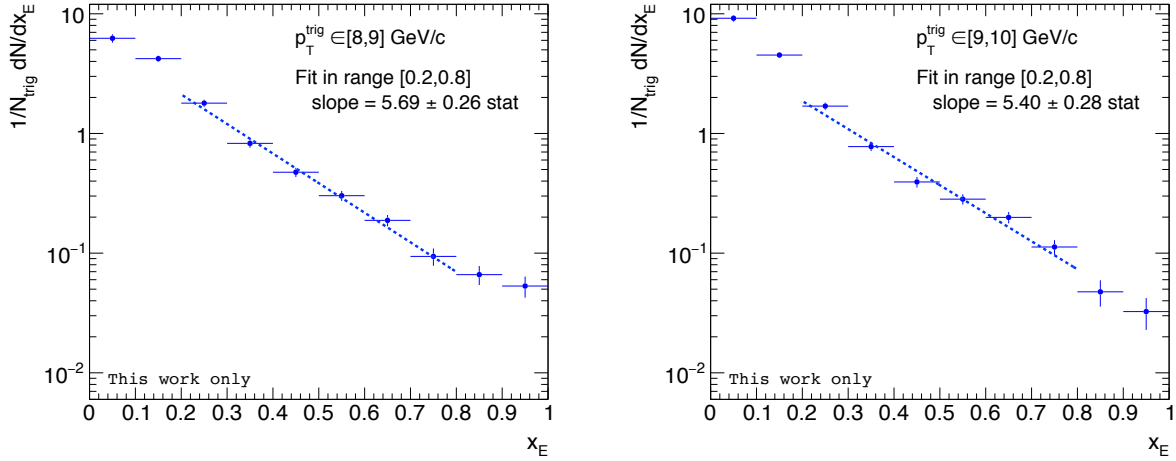


FIGURE C.6 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 8 et 9 GeV/c (à gauche) et entre 9 et 10 GeV/c (à droite).

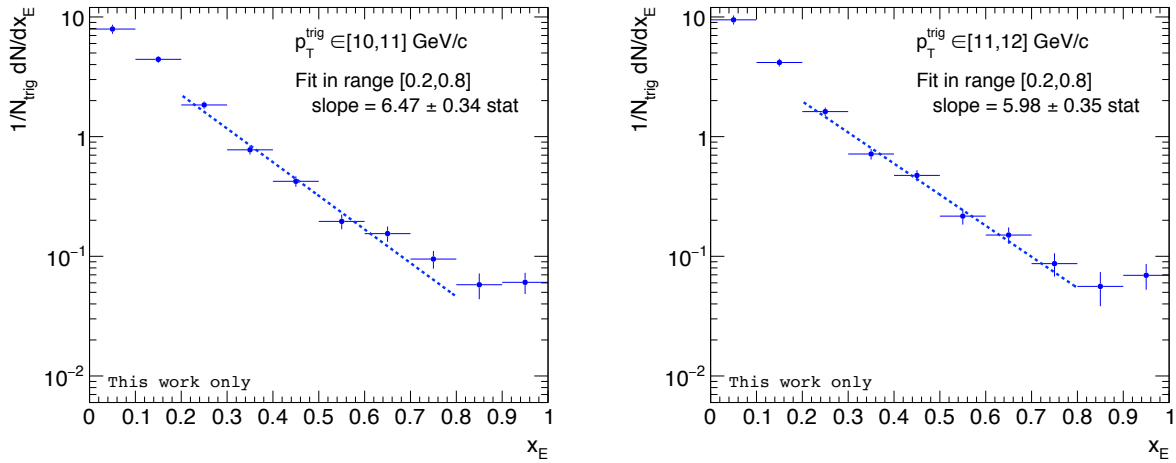


FIGURE C.7 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{\text{trig}}$  compris entre 10 et 11 GeV/c (à gauche) et entre 11 et 12 GeV/c (à droite).

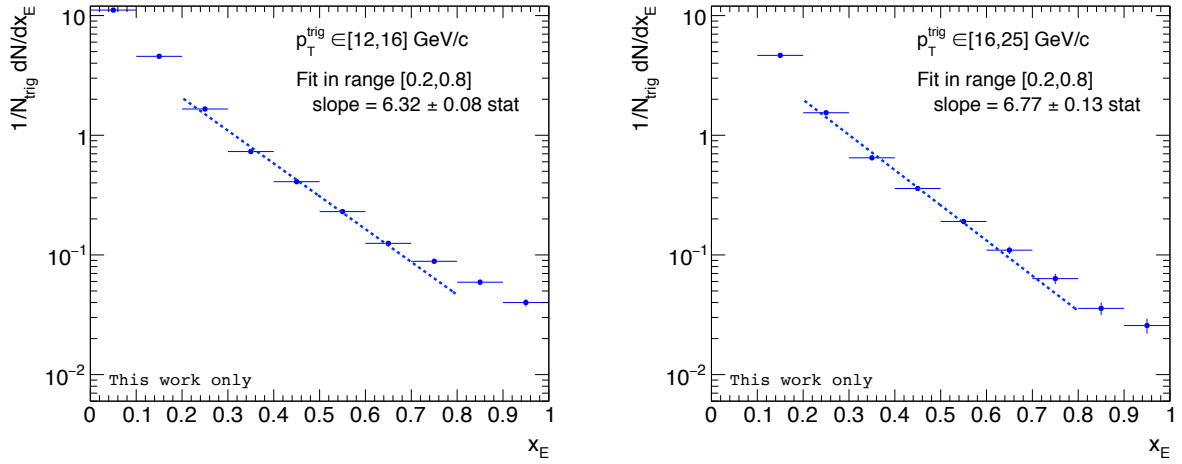


FIGURE C.8 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 12 et 16 GeV/c (à gauche) et entre 16 et 25 GeV/c (à droite).

### C.2.2 $\pi^0$ isolés

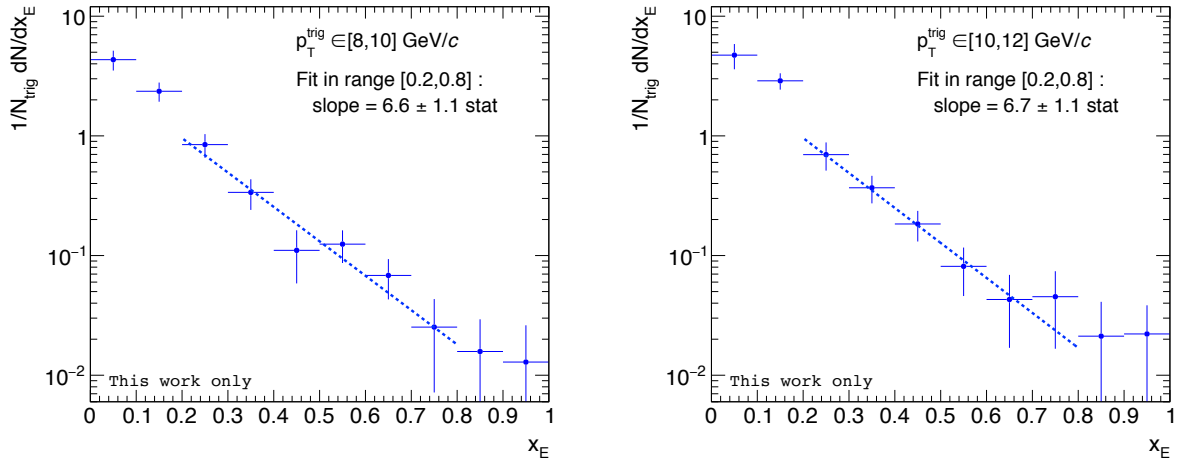


FIGURE C.9 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 8 et 10 GeV/c (à gauche) et entre 10 et 12 GeV/c (à droite).

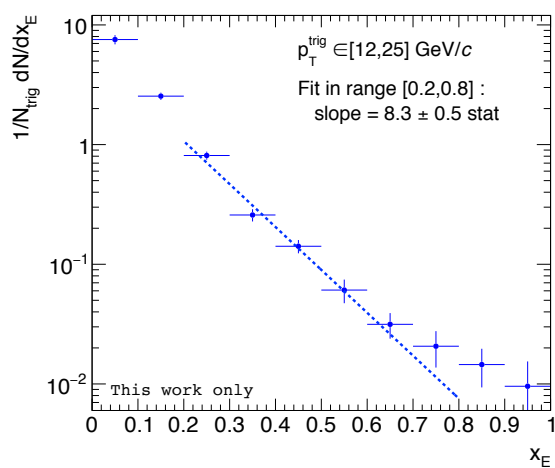


FIGURE C.10 – Distributions en  $x_E$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 12 et 25 GeV/c.

# D | Facteurs de modification nucléaire $Q_{pPb}$ des $\pi^0$

Les facteurs de modification nucléaire  $Q_{pPb}$  des  $\pi^0$  non-isolés et isolés pour l'ensemble des intervalles en  $p_T^{trig}$  sont présentés ci-après.

## D.1 $\pi^0$ non isolés

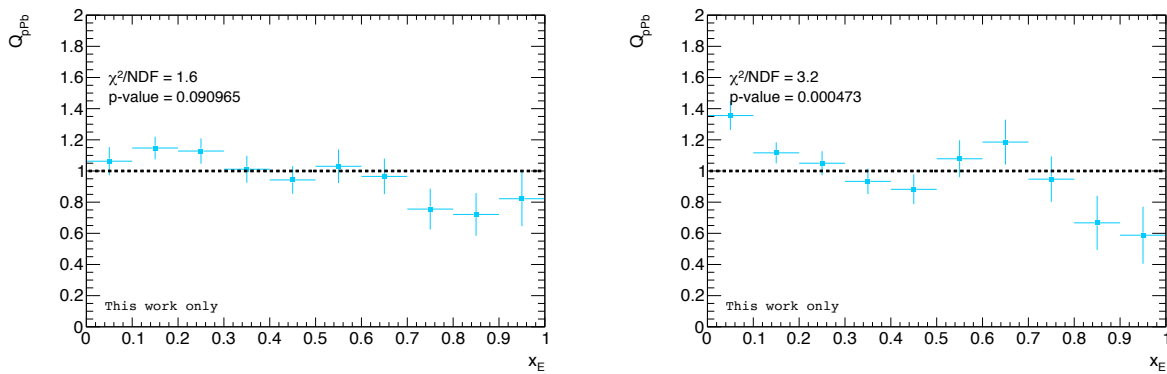


FIGURE D.1 –  $Q_{pPb}$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 8 et 9 GeV/c (à gauche) et entre 9 et 10 GeV/c (à droite).

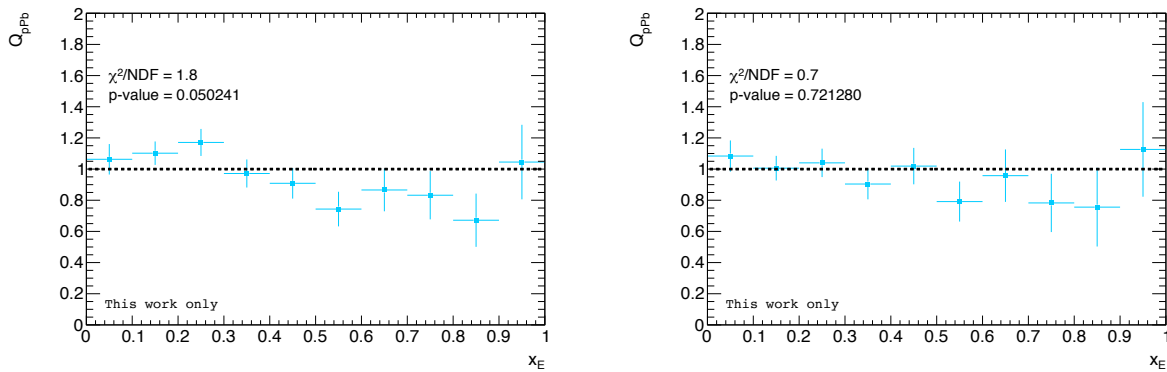


FIGURE D.2 –  $Q_{pPb}$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 10 et 11 GeV/c (à gauche) et entre 11 et 12 GeV/c (à droite).



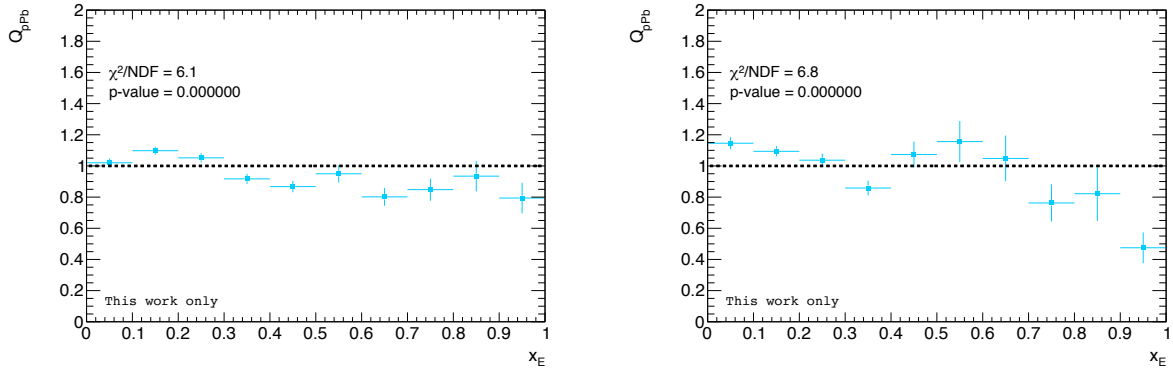


FIGURE D.3 –  $Q_{pPb}$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 12 et 16 GeV/c (à gauche) et entre 16 et 25 GeV/c (à droite).

## D.2 $\pi^0$ isolés

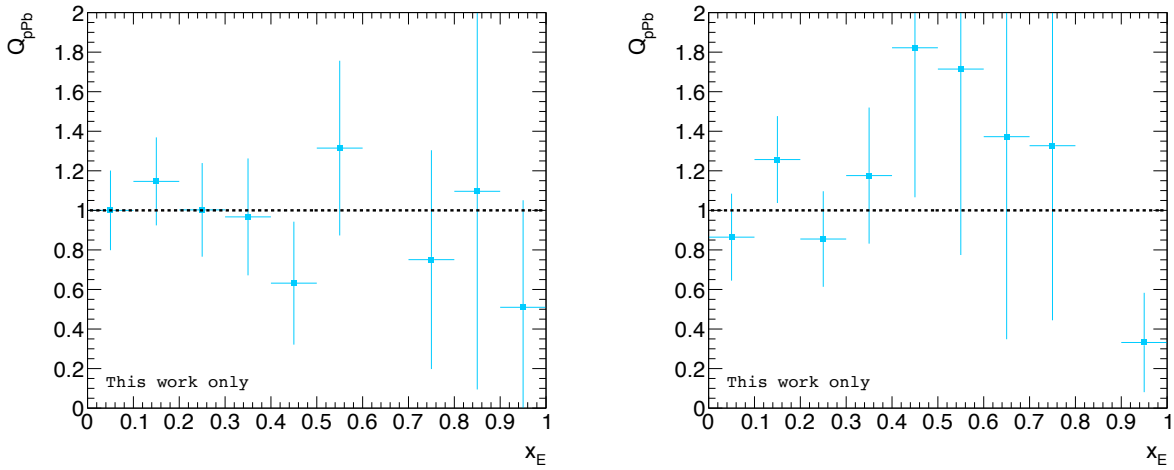


FIGURE D.4 –  $Q_{pPb}$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 8 et 10 GeV/c (à gauche) et entre 10 et 12 GeV/c (à droite).

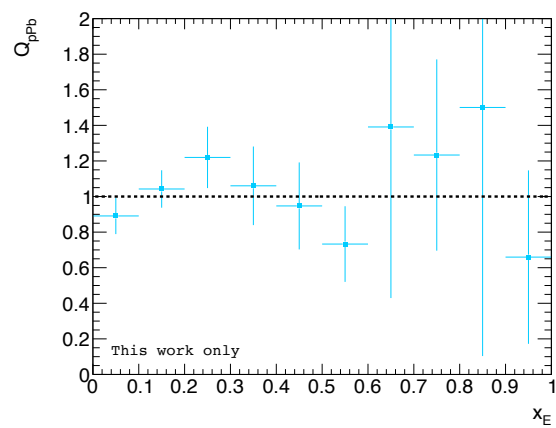


FIGURE D.5 –  $Q_{pPb}$  pour un  $p_T^{trig}$  compris entre 12 et 25 GeV/c.



# Bibliographie

- [1] E. Rutherford. The Scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  rays by Matter and the Structure of the Atom. *Philosophical Magazine*, 21 :669–688, 1911. **Cité page 7.**
- [2] J. Chadwick. The Existence of a Neutron. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 136(830) :692–708, 1932. **Cité page 7.**
- [3] W. Heisenberg. Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen. *Zeitschrift für Physik*, 33(1) :879–893, 1925. **Cité page 7.**
- [4] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8(3) :214 – 215, 1964. **Cité page 8.**
- [5] V. E. Barnes et al. Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three. *Phys. Rev. Lett.*, 12 :204–206, 1964. **Cité page 8.**
- [6] M. Gell-Mann. Symmetries of Baryons and Mesons. *Phys. Rev.*, 125 :1067–1084, 1962. **Cité page 8.**
- [7] G Zweig. An  $SU_3$  model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 1. Technical Report CERN-TH-401, CERN, Geneva, 1964. **Cité page 8.**
- [8] R. P. Feynman. The behavior of hadron collisions at extreme energies. *Conf. Proc.*, C690905 :237–258, 1969. **Cité pages 8, 13.**
- [9] E. Fermi. Tentativo di una teoria dell'emissione dei raggi beta. *Ric. Sci.*, 4 :491–495, 1933. **Cité page 8.**
- [10] E. D. Bloom et al. High-Energy Inelastic  $e^-p$  Scattering at  $6^\circ$  and  $10^\circ$ . *Phys. Rev. Lett.*, 23 :930–934, 1969. **Cité page 8.**
- [11] M. Breidenbach et al. Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 23 :935–939, 1969. **Cité page 8.**
- [12] C. and others Berger. Evidence for Gluon Bremsstrahlung in  $e^+ e^-$  Annihilations at High-Energies. *Phys. Lett.*, B86 :418–425, 1979. **Cité page 8.**
- [13] R. Brandelik et al. Evidence for Planar Events in  $e^+ e^-$  Annihilation at High-Energies. *Phys. Lett.*, B86 :243–249, 1979. **Cité page 8.**
- [14] C. Yang and Robert L. Mills. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance. *Phys. Rev.*, 96 :191–195, 1954. **Cité page 8.**
- [15] D. DeCamp et al. Determination of the number of light neutrino species. *Physics Letters B*, 231(4) :519 – 529, 1989. **Cité page 8.**
- [16] O. W. Greenberg. Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :598–602, 1964. **Cité page 8.**

- [17] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716 :1–29, 2012. **Cité page 8.**
- [18] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716 :30–61, 2012. **Cité page 8.**
- [19] F. Halzen and A. Martin. *Quarks and Leptons : An introductory course in modern particle physics*. John Wiley and Sons, New York, USA, 1984. **Cité page 9.**
- [20] G. Dissertori et al. *Quantum Chromodynamics : High Energy Experiments and Theory*. International series of monographs on physics. Clarendon Press, 2003. **Cité pages 9, 13.**
- [21] R. Keith Ellis et al. QCD and collider physics. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.*, 8 :1–435, 1996. **Cité pages 9, 17.**
- [22] R.P. Feynman and A.R. Hibbs. *Quantum mechanics and path integrals*. International series in pure and applied physics. McGraw-Hill, 1965. **Cité page 10.**
- [23] S. Bethke. The 2009 world average of  $\alpha_s$ . *The European Physical Journal C*, 64(4) :689–703, 2009. **Cité pages 10, 11.**
- [24] R. Taghavi and A. Mirjalili. Extracting the QCD  $\Lambda_{\overline{MS}}$  parameter in Drell-Yan process using Collins-Soper-Sterman approach. *Modern Physics Letters A*, 32(10) :1750040, 2017. **Cité page 11.**
- [25] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10) :100001, 2016. **Cité pages 11, 14, 48, 184.**
- [26] D. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30 :1343–1346, 1973. **Cité page 11.**
- [27] H. Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30 :1346–1349, 1973. **Cité page 11.**
- [28] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10) :100001, 2016. **Cité page 12.**
- [29] S. Hands. The phase diagram of QCD. *Contemporary Physics*, 42(4) :209–225, 2001. **Cité page 12.**
- [30] K. G. Wilson. Confinement of quarks. *Phys. Rev. D*, 10 :2445–2459, 1974. **Cité page 12.**
- [31] R. Gupta. Introduction to lattice QCD : Course. In *Probing the standard model of particle interactions. Proceedings, Summer School in Theoretical Physics, NATO Advanced Study Institute, 68th session, Les Houches, France, July 28-September 5, 1997. Pt. 1, 2*, pages 83–219, 1997. **Cité page 12.**
- [32] H. Abramowicz et al. Combination of measurements of inclusive deep inelastic  $e^\pm p$  scattering cross sections and QCD analysis of HERA data. *The European Physical Journal C*, 75(12) :580, 2015. **Cité page 14.**
- [33] Y. L. Dokshitzer. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+ e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, 46 :641–653, 1977. [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 73,1216(1977)]. **Cité page 15.**
- [34] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic freedom in parton language. *Nuclear Physics B*, 126(2) :298 – 318, 1977. **Cité page 15.**

- [35] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15 :438–450, 1972. [*Yad. Fiz.*15,781(1972)]. **Cité page 15.**
- [36] F. D. Aaron et al. Inclusive deep inelastic scattering at high  $Q^2$  with longitudinally polarised lepton beams at HERA. *Journal of High Energy Physics*, 2012(9) :61, 2012. **Cité page 15.**
- [37] L. N. Lipatov. Reggeization of the Vector Meson and the Vacuum Singularity in Nonabelian Gauge Theories. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 23 :338–345, 1976. [*Yad. Fiz.*23,642(1976)]. **Cité page 15.**
- [38] E. A. Kuraev et al. The Pomernanchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories. *Sov. Phys. JETP*, 45 :199–204, 1977. [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*72,377(1977)]. **Cité page 15.**
- [39] I. I. Balitsky et al. The Pomernanchuk Singularity in Quantum Chromodynamics. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 28 :822–829, 1978. [*Yad. Fiz.*28,1597(1978)]. **Cité page 15.**
- [40] B. Andersson et al. Parton fragmentation and string dynamics. *Physics Reports*, 97(2) :31 – 145, 1983. **Cité page 16.**
- [41] T. D. Gottschalk. An improved description of hadronization in the QCD cluster model for  $e^+e^-$  annihilation. *Nuclear Physics B*, 239(2) :349 – 381, 1984. **Cité page 16.**
- [42] D. Amati and G. Veneziano. Preconfinement as a Property of Perturbative QCD. *Phys. Lett.*, 83B :87–92, 1979. **Cité page 16.**
- [43] E. V. Shuryak. Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions. *Phys. Lett.*, B78 :150, 1978. [*Yad. Fiz.*28,796(1978)]. **Cité page 19.**
- [44] J. C. Collins and M. J. Perry. Superdense Matter : Neutrons Or Asymptotically Free Quarks ? *Phys. Rev. Lett.*, 34 :1353, 1975. **Cité page 19.**
- [45] A. Chodos, Charles B. others, and V. F. Weisskopf. A New Extended Model of Hadrons. *Phys. Rev.*, D9 :3471–3495, 1974. **Cité page 20.**
- [46] Larry D. McLerran and Benjamin Svetitsky. A Monte Carlo Study of SU(2) Yang-Mills Theory at Finite Temperature. *Phys. Lett.*, 98B :195, 1981. [,283(1980)]. **Cité page 20.**
- [47] J. Kuti, J. Polonyi, and K. Szlachanyi. Monte Carlo Study of SU(2) Gauge Theory at Finite Temperature. *Phys. Lett.*, B98 :199, 1981. [,287(1980)]. **Cité page 20.**
- [48] Simon Hands. The Phase diagram of QCD. *Contemp. Phys.*, 42 :209–225, 2001. **Cité page 20.**
- [49] Frithjof Karsch and Edwin Laermann. Susceptibilities, the specific heat, and a cumulant in two-flavor QCD. *Phys. Rev. D*, 50 :6954–6962, 1994. **Cité page 21.**
- [50] A. Bazavov et al. Equation of state and QCD transition at finite temperature. *Phys. Rev. D*, 80 :014504, 2009. **Cité page 21.**
- [51] Helmut Satz. The Thermodynamics of Quarks and Gluons. *Lect. Notes Phys.*, 785 :1–21, 2010. **Cité page 21.**
- [52] A. Bazavov et al. Equation of state in  $(2 + 1)$ -flavor QCD. *Phys. Rev. D*, 90 :094503, 2014. **Cité page 21.**
- [53] Szabolcs Borsanyi, Zoltan Fodor, Christian Hoelbling, Sandor D. Katz, Stefan Krieg, and Kalman K. Szabo. Full result for the QCD equation of state with 2+1 flavors. *Phys. Lett.*, B730 :99–104, 2014. **Cité page 21.**

- 
- [54] R. J. Glauber and G. Matthiae. High-energy scattering of protons by nuclei. *Nucl. Phys.*, B21 :135–157, 1970. **Cité page 23.**
- [55] Michael L. Miller, Klaus Reyggers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 57 :205–243, 2007. **Cité pages 23, 24, 25, 29.**
- [56] Hans-Joachim Drescher, Adrian Dumitru, Arata Hayashigaki, and Yasushi Nara. The Eccentricity in heavy-ion collisions from color glass condensate initial conditions. *Phys. Rev.*, C74 :044905, 2006. **Cité page 25.**
- [57] K. Kovarik et al. nCTEQ15 - Global analysis of nuclear parton distributions with uncertainties in the CTEQ framework. *Phys. Rev.*, D93(8) :085037, 2016. **Cité pages 26, 27, 28.**
- [58] K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado. EPS09 : A New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions. *JHEP*, 04 :065, 2009. **Cité pages 26, 27, 28.**
- [59] Nestor Armesto. Nuclear shadowing. *J. Phys.*, G32 :R367–R394, 2006. **Cité page 26.**
- [60] Alberto Accardi et al. Hard probes in heavy ion collisions at the LHC : PDFs, shadowing and pA collisions. In *3rd Workshop on Hard Probes in Heavy Ion Collisions : 3rd Plenary Meeting Geneva, Switzerland, October 7-11, 2002*, 2004. **Cité page 27.**
- [61] Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, Pia Zurita, and Marco Stratmann. Global Analysis of Nuclear Parton Distributions. *Phys. Rev.*, D85 :074028, 2012. **Cité pages 27, 28.**
- [62] M. Hirai, S. Kumano, and T. H. Nagai. Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties in next-to-leading order. *Phys. Rev.*, C76 :065207, 2007. **Cité pages 27, 28.**
- [63] J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet, J. P. Boymond, P. A. Piroué, and R. L. Sumner. Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 gev. *Phys. Rev. D*, 11 :3105–3123, 1975. **Cité page 27.**
- [64] J. D. Bjorken. Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region. *Phys. Rev.*, D27 :140–151, 1983. **Cité page 27.**
- [65] B. Hippolyte. Production de hadrons légers et Plasma de Quarks et de Gluons au LHC. 2015. **Cité page 29.**
- [66] Marco Ruggieri, Francesco Scardina, Salvatore Plumari, and Vincenzo Greco. Thermalization, Isotropization and Elliptic Flow from Nonequilibrium Initial Conditions with a Saturation Scale. *Phys. Rev.*, C89(5) :054914, 2014. **Cité page 29.**
- [67] H. J. Drescher and Y. Nara. Effects of fluctuations on the initial eccentricity from the Color Glass Condensate in heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C75 :034905, 2007. **Cité page 29.**
- [68] Edmond Iancu and Raju Venugopalan. The Color glass condensate and high-energy scattering in QCD. In *In \*Hwa, R.C. (ed.) et al. : Quark gluon plasma\* 249-3363*, 2003. **Cité page 29.**
- [69] Bjoern Schenke, Prithwish Tribedy, and Raju Venugopalan. Fluctuating Glasma initial conditions and flow in heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :252301, 2012. **Cité page 29.**
- [70] Charles Gale, Sangyong Jeon, and Bjoern Schenke. Hydrodynamic Modeling of Heavy-Ion Collisions. *Int. J. Mod. Phys.*, A28 :1340011, 2013. **Cité pages 30, 39, 40.**

- [71] S. A. Bass et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 41 :255–369, 1998. [Prog. Part. Nucl. Phys.41,225(1998)]. **Cité page 30.**
- [72] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita, and S. Chiba. Study of relativistic nuclear collisions at AGS energies from p + Be to Au + Au with hadronic cascade model. *Phys. Rev.*, C61 :024901, 2000. **Cité page 30.**
- [73] Ulrich W. Heinz and Maurice Jacob. Evidence for a new state of matter : An Assessment of the results from the CERN lead beam program. 2000. **Cité page 30.**
- [74] S. A. Bass, M. Gyulassy, Horst Stoecker, and W. Greiner. Signatures of quark gluon plasma formation in high-energy heavy ion collisions : A Critical review. *J. Phys.*, G25 :R1–R57, 1999. **Cité page 30.**
- [75] R. Granier de Cassagnac. Le Plasma de Quarks et de Gluons sondes Prédites et Etudiées au SPS., 2005. **Cité page 31.**
- [76] Laure Massacrier. *La physique des (di)muons dans ALICE au LHC : analyse en collisions pp  $\sqrt{s} = 7$  TeV et Pb-Pb ( $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV) des résonances de basses masses ( $\rho, \omega, \phi$ ) et étude d'un trajectographe en pixels de Silicium dans l'ouverture du spectromètre.* PhD thesis, Lyon, IPN, 2011. **Cité page 31.**
- [77] Johann Rafelski and Berndt Müller. Strangeness production in the quark-gluon plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 48 :1066–1069, 1982. **Cité page 31.**
- [78] P. Koch, Berndt Muller, and Johann Rafelski. Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions. *Phys. Rept.*, 142 :167–262, 1986. **Cité page 31.**
- [79] Julien Faivre. *Reconstruction et étude des baryons multi-étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à  $\sqrt{s_{NN}} = GeV$ .* Theses, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2004. **Cité page 31.**
- [80] L. Sandor. Results on strangeness production from the NA57 experiment. *J. Phys.*, G31 :S919–S927, 2005. **Cité page 32.**
- [81] Ladislav Sandor et al. Results on hyperon production from the NA57 experiment. *Acta Phys. Hung.*, A22 :113–120, 2005. **Cité page 32.**
- [82] S. Voloshin and Y. Zhang. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions. *Z. Phys.*, C70 :665–672, 1996. **Cité page 32.**
- [83] C. Alt et al. Directed and elliptic flow of charged pions and protons in Pb + Pb collisions at 40-A-GeV and 158-A-GeV. *Phys. Rev.*, C68 :034903, 2003. **Cité page 33.**
- [84] T. Csorgo, S. V. Akkelin, Yojiro Hama, B. Lukacs, and Yu. M. Sinyukov. Observables and initial conditions for selfsimilar ellipsoidal flows. *Phys. Rev.*, C67 :034904, 2003. **Cité page 33.**
- [85] PHENIX Collaboration. Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :162301, 2007. **Cité page 34.**
- [86] Edward V. Shuryak. Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter. *Phys. Rept.*, 61 :71–158, 1980. **Cité page 34.**
- [87] K. Kajantie and Hannu I. Miettinen. Muon pair production in very high energy nucleus-nucleus collisions. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 14(4) :357–362, 1982. **Cité page 34.**



- [88] B. Lenkeit et al. Recent results from Pb-Au collisions at 158 GeV/c per nucleon obtained with the CERES spectrometer. *Nuclear Physics A*, 661(1) :23 – 32, 1999. **Cité pages 34, 35.**
- [89] PHENIX Collaboration. Enhanced production of direct photons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and implications for the initial temperature. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :132301, 2010. **Cité page 34.**
- [90] Agnes Mocsy. Potential Models for Quarkonia. *Eur. Phys. J.*, C61 :705–710, 2009. **Cité page 35.**
- [91] T. Matsui and H. Satz.  $J/\psi$  Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys. Lett.*, B178 :416–422, 1986. **Cité page 35.**
- [92] M. C. Abreu et al. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the  $J/\Psi$  suppression pattern measured in Pb + Pb collisions at the CERN SPS. *Phys. Lett.*, B477 :28–36, 2000. **Cité pages 35, 36.**
- [93] J. D. Bjorken. Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma : Possible Extinction of High p(t) Jets in Hadron - Hadron Collisions. 1982. **Cité page 35.**
- [94] M. M. Aggarwal et al. Centrality dependence of neutral pion production in 158-A-GeV Pb-208 + Pb-208 collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :4087–4091, 1998. [Erratum : *Phys. Rev. Lett.* 84,578(2000)]. **Cité pages 35, 37.**
- [95] STAR Collaboration. Evidence from  $d + Au$  Measurements for Final-State Suppression of High- $p_T$  Hadrons in Au + Au Collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :072304, 2003. **Cité pages 37, 41.**
- [96] PHENIX Collaboration. Suppression of hadrons with large transverse momentum in central  $au + au$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :022301, 2001. **Cité pages 37, 74.**
- [97] PHENIX Collaboration. Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$ -GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :022301, 2002. **Cité page 37.**
- [98] N. Armesto and E. Scapparini. Heavy-ion collisions at the Large Hadron Collider : a review of the results from Run 1. *Eur. Phys. J. Plus*, 131(3) :52, 2016. **Cité page 37.**
- [99] ALICE Collaboration. Two-pion Bose-Einstein correlations in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys. Lett.*, B696 :328–337, 2011. **Cité pages 37, 38.**
- [100] Charles Gale. Photon Production in Hot and Dense Strongly Interacting Matter. *Landolt-Bornstein*, 23 :445, 2010. **Cité page 38.**
- [101] ALICE Collaboration. Direct photon production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys. Lett.*, B754 :235–248, 2016. **Cité page 39.**
- [102] Production of  $\Upsilon(1S)$  at forward rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV. 2014. **Cité page 39.**
- [103] CMS Collaboration. Suppression of  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  and  $\Upsilon(3S)$  production in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys. Lett.*, B770 :357–379, 2017. **Cité page 39.**
- [104] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. Statistical hadronization of charm in heavy ion collisions at SPS, RHIC and LHC. *Phys. Lett.*, B571 :36–44, 2003. **Cité page 39.**

- [105] You Zhou. Searches for  $p_T$  dependent fluctuations of flow angle and magnitude in Pb-Pb and p-Pb collisions. *Nucl. Phys.*, A931 :949–953, 2014. **Cité page 40.**
- [106] Jean-Yves Ollitrault. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys. Rev. D*, 46 :229–245, 1992. **Cité page 40.**
- [107] Charles Gale, Sangyong Jeon, Björn Schenke, Prithwish Tribedy, and Raju Venugopalan. Event-by-event anisotropic flow in heavy-ion collisions from combined Yang-Mills and viscous fluid dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 110(1) :012302, 2013. **Cité pages 40, 41.**
- [108] Yasuyuki Akiba et al. The Hot QCD White Paper : Exploring the Phases of QCD at RHIC and the LHC. 2015. **Cité page 41.**
- [109] ALICE Collaboration. Transverse momentum distribution and nuclear modification factor of charged particles in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 110(8) :082302, 2013. **Cité pages 41, 42.**
- [110] ATLAS Collaboration. Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.77$  TeV with the ATLAS Detector at the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :252303, 2010. **Cité page 42.**
- [111] CMS Collaboration. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV. *Phys. Rev.*, C84 :024906, 2011. **Cité page 43.**
- [112] ATLAS Collaboration. Measurement of inclusive jet charged-particle fragmentation functions in Pb+Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett.*, B739 :320–342, 2014. **Cité page 43.**
- [113] Chun Shen. Recent developments in the theory of electromagnetic probes in relativistic heavy-ion collisions. In *Proceedings, 7th International Conference on Hard and Electromagnetic Probes of High-Energy Nuclear Collisions (Hard Probes 2015) : Montréal, Québec, Canada, June 29-July 3, 2015*, 2016. **Cité page 44.**
- [114] PHENIX Collaboration. Observation of direct-photon collective flow in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Au+Au collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :122302, 2012. **Cité page 44.**
- [115] E. L. Bratkovskaya, O. Linnyk, and W. Cassing. Electromagnetic probes of the QGP. *EPJ Web Conf.*, 95 :01002, 2015. **Cité page 44.**
- [116] CMS Collaboration. Relative Modification of Prompt  $\psi(2S)$  and  $J/\Psi$  Yields from pp to PbPb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 118(16) :162301, 2017. **Cité page 44.**
- [117] L. Massacrier.  $J/\psi$  elliptic flow measurement in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV at forward rapidity with the ALICE experiment. *Nucl. Phys.*, A910-911 :235–238, 2013. **Cité page 45.**
- [118] Arnaldi Roberta. Quarkonium in ALICE : results on p-Pb and Pb-Pb collisions from LHC Run 2, 05 2017. CERN PH Seminar. **Cité page 45.**
- [119] ATLAS Collaboration. Measurements of long-range azimuthal anisotropies and associated Fourier coefficients for pp collisions at  $\sqrt{s} = 5.02$  and 13 TeV and p+Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV with the ATLAS detector. 2016. **Cité pages 45, 46.**
- [120] CMS Collaboration. Long-range and short-range dihadron angular correlations in central PbPb collisions at a nucleon-nucleon center of mass energy of 2.76 TeV. *JHEP*, 07 :076, 2011. **Cité pages 45, 46.**

- [121] CMS Collaboration. Observation of long-range near-side angular correlations in proton-lead collisions at the LHC. *Phys. Lett.*, B718 :795–814, 2013. **Cité pages 45, 46.**
- [122] ALICE Collaboration. Multiparticle azimuthal correlations in p -Pb and Pb-Pb collisions at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev.*, C90(5) :054901, 2014. **Cité pages 46, 167.**
- [123] ALICE Collaboration. Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions. *Nature Phys.*, 13 :535–539, 2017. **Cité pages 46, 47.**
- [124] David d’Enterria. Jet quenching. *Landolt-Bornstein*, 23 :471, 2010. **Cité pages 47, 48, 185.**
- [125] Yuri L. Dokshitzer and D. E. Kharzeev. Heavy quark colorimetry of QCD matter. *Phys. Lett.*, B519 :199–206, 2001. **Cité pages 48, 188.**
- [126] Nuclear modification factor for charged particle production at high pT in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. Technical Report CMS-PAS-HIN-10-005, CERN, Geneva, 2011. **Cité pages 48, 49.**
- [127] Nicolas Borghini and Urs Achim Wiedemann. Distorting the hump-backed plateau of jets with dense QCD matter. 2005. **Cité page 49.**
- [128] M. H. Thoma. Damping rate of a hard photon in a relativistic plasma. *Phys. Rev.*, D51 :862–865, 1995. **Cité page 50.**
- [129] Begona de la Cruz. W, Z and photon production in CMS. *Nucl. Phys.*, A910-911 :139–146, 2013. **Cité page 50.**
- [130] Study of photon-jet momentum correlations in Pb+Pb and pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV with ATLAS. Technical Report ATLAS-CONF-2016-110, CERN, Geneva, 2016. **Cité pages 50, 51.**
- [131] Kaya Tatar. Z-Jet Correlations in pp and PbPb collisions at 5.02 TeV with CMS. Technical Report CMS-CR-2016-449, CERN, Geneva, 2016. **Cité page 51.**
- [132] Nihar Ranjan Sahoo. Direct-photon+hadron correlations to study parton energy loss with the STAR experiment. *Nucl. Phys.*, A956 :621–624, 2016. **Cité pages 51, 52.**
- [133] Raphaelle Ichou and David d’Enterria. Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton. *Phys. Rev.*, D82 :014015, 2010. **Cité pages 52, 53, 122, 123.**
- [134] Nicolas Arbor. *A study of parton fragmentation using photon-hadron correlation with the ALICE experiment at LHC*. Theses, Université de Grenoble, 2013. **Cité pages 53, 122, 123, 127, 195.**
- [135] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3 :S08002, 2008. **Cité page 55.**
- [136] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *J. Instrum.*, 3 :S08003. 437 p, 2008. Also published by CERN Geneva in 2010. **Cité pages 55, 59.**
- [137] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3 :S08004, 2008. **Cité pages 55, 59.**

- [138] LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *J. Instrum.*, 3(LHCb-DP-2008-001. CERN-LHCb-DP-2008-001) :S08005, 2008. Also published by CERN Geneva in 2010. **Cité pages 55, 59.**
- [139] O. Adriani et al. The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08006, 2008. **Cité page 56.**
- [140] G. Anelli et al. The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08007, 2008. **Cité page 56.**
- [141] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3 :S08001, 2008. **Cité page 56.**
- [142] ALICE Collaboration, F Carminati, et al. Alice : Physics performance report, volume i. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 30(11) :1517, 2004. **Cité page 61.**
- [143] ALICE Collaboration, B Alessandro, et al. Alice : Physics performance report, volume ii. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 32(10) :1295, 2006. **Cité pages 61, 72, 83.**
- [144] ALICE Collaboration. Performance of the alice experiment at the cern lhc. *International Journal of Modern Physics A*, 29(24) :1430044, 2014. **Cité page 62.**
- [145] ALICE Collaboration. ALICE Technical Design Report of the inner tracking system (ITS). 1999. **Cité pages 61, 70.**
- [146] ALICE Collaboration. *ALICE time projection chamber : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2000. **Cité pages 62, 70.**
- [147] ALICE Collaboration. *ALICE transition-radiation detector : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2001. **Cité page 62.**
- [148] ALICE Collaboration. ALICE Technical Design Report of the time-of-flight system (TOF). 2000. **Cité page 62.**
- [149] ALICE Collaboration. *ALICE Photon Spectrometer (PHOS) : Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 1999. **Cité pages 62, 78.**
- [150] ALICE Collaboration. ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report. Technical Report CERN-LHCC-2008-014. ALICE-TDR-14, 2008. **Cité pages 62, 75, 78, 79, 84, 96.**
- [151] ALICE Collaboration. ALICE DCal : An Addendum to the EMCAL Technical Design Report Di-Jet and Hadron-Jet correlation measurements in ALICE. Technical Report CERN-LHCC-2010-011. ALICE-TDR-14-add-1, 2010. **Cité pages 62, 75.**
- [152] ALICE Collaboration. ALICE Technical Design Report : Detector for high momentum PID. 1998. **Cité page 62.**
- [153] ALICE Collaboration. ACORDE - A Cosmic Ray Detector for ALICE. *ArXiv Physics e-prints*, December 2006. **Cité page 62.**
- [154] ALICE Technical Design Report of the dimuon forward spectrometer. 1999. **Cité page 62.**
- [155] ALICE Collaboration. ALICE Technical Design Report : Photon multiplicity detector (PMD). 1999. **Cité page 63.**

- 
- [156] ALICE Collaboration. ALICE Technical Design Report on forward detectors : FMD, T0 and V0. 2004. **Cité page 63.**
- [157] ALICE Collaboration. ALICE Technical Design Report of the zero degree calorimeter (ZDC). 1999. **Cité page 63.**
- [158] The ALICE Collaboration, K Aamodt, et al. The alice experiment at the cern lhc. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08002, 2008. **Cité page 64.**
- [159] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05 :026, 2006. **Cité page 64.**
- [160] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178 :852–867, 2008. **Cité page 64.**
- [161] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. HIJING : A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions. *Phys. Rev.*, D44 :3501–3516, 1991. **Cité page 64.**
- [162] K. Werner, Iu. Karpenko, T. Pierog, M. Bleicher, and K. Mikhailov. Event-by-event simulation of the three-dimensional hydrodynamic evolution from flux tube initial conditions in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 82 :044904, 2010. **Cité page 64.**
- [163] Geant3 documentation, (1995). [wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant/geantall.html](http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant/geantall.html). **Cité page 64.**
- [164] Geant4 home page, (2003). <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>. **Cité page 64.**
- [165] A. Ferrari, T. Rancati, and P. R. Sala. FLUKA applications in high energy problems : From LHC to ICARUS and atmospheric showers. *Conf. Proc.*, C970507 :165–175, 1997. [,165(1997)]. **Cité page 64.**
- [166] Pierre Billoir. Progressive track recognition with a Kalman like fitting procedure. *Comput. Phys. Commun.*, 57 :390–394, 1989. **Cité page 72.**
- [167] NIST website. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>. **Cité page 73.**
- [168] J. Beringer et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics, 2012-2013. Review of Particle Properties. *Phys. Rev. D*, 86(1) :010001, 2012. **Cité page 73.**
- [169] E. Segré. *Nuclei and Particles*. New York, Benjamin, 1964. **Cité page 73.**
- [170] Yung-Su Tsai. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Rev. Mod. Phys.*, 46 :815–851, 1974. **Cité page 73.**
- [171] Walter R. Nelson, Theodore M. Jenkins, Richard C. McCall, and Joseph K. Cobb. Electron-induced cascade showers in copper and lead at 1 gev. *Phys. Rev.*, 149 :201–208, 1966. **Cité page 74.**
- [172] G. Bathow, E. Freytag, M. Köbberling, K. Tesch, and R. Kajikawa. Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminum at 6 gev. *Nuclear Physics B*, 20(3) :592 – 602, 1970. **Cité page 74.**
- [173] *ALICE : Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1995. **Cité page 74.**

- [174] STAR Collaboration. Disappearance of back-to-back high- $p_T$  hadron correlations in central Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :082302, 2003. **Cité page 74.**
- [175] ATLAS liquid argon calorimeter : Technical Design Report. 1996. **Cité page 77.**
- [176] *The CMS electromagnetic calorimeter project : Technical Design Report.* Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997. **Cité page 77.**
- [177] Gustavo Conesa, Julien Faivre, Christophe Furget, and Catherine Silvestre.  $\pi^0$  identification with EMCAL in ALICE in 2011 data via cluster splitting : pp and Pb-Pb collisions, 2015. Alice analysis note ANA-589, [aliceinfo.cern.ch/Notes/node/145](http://aliceinfo.cern.ch/Notes/node/145). **Cité pages 80, 119, 120, 122.**
- [178] T.C. Awes, F.E. Obenshain, F. Plasil, S. Saini, S.P. Sorensen, and G.R. Young. A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 311(1) :130 – 138, 1992. **Cité page 82.**
- [179] Terry Awes and Paraskevi Ganoti. Energy non linearity correction of ALICE EMCAL detector measured by 2010 test beam data, 2016. ALICE analysis note ANA-2921, [aliceinfo.cern.ch/Notes/node/461](http://aliceinfo.cern.ch/Notes/node/461). **Cité page 84.**
- [180] Julien Faivre. *Étude du Plasma de Quarks et de Gluons au LHC : Mesure des corrélations photon-hadrons à l'aide du calorimètre de l'expérience ALICE.* Habilitation à diriger des recherches, Université de Grenoble, 2016. **Cité page 86.**
- [181] J Faivre and the ALICE collaboration. Relative pre-calibration of the ALICE electromagnetic calorimeter EMCAL. *Journal of Physics : Conference Series*, 293(1) :012046, 2011. **Cité page 87.**
- [182] Photon-hadron correlations twiki  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/PhotonHadronCorrelations>. **Cité page 112.**
- [183] Faivre, Julien. Trigger simulation induced bias. 2015. PWGGA presentation, <https://indico.cern.ch/event/358299/>. **Cité page 116.**
- [184] ATLAS Collaboration. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, D83 :052005, 2011. **Cité page 125.**
- [185] Rudiger Haake. Measurement of charged jet production in minimum bias p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV, 2015. Alice analysis note ANA-1428, <https://aliceinfo.cern.ch/Notes/node/178>. **Cité page 155.**
- [186] FF Generator (LAPTh). <http://lapth.cnrs.fr/ffgenerator/>. **Cité page 160.**
- [187] Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, and Marco Stratmann. Global analysis of fragmentation functions for pions and kaons and their uncertainties. *Phys. Rev.*, D75 :114010, 2007. **Cité page 160.**
- [188] Bernd A. Kniehl, G. Kramer, and B. Potter. Fragmentation functions for pions, kaons, and protons at next-to-leading order. *Nucl. Phys.*, B582 :514–536, 2000. **Cité page 160.**
- [189] EMCAL QA twiki  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/EMCALQAPeriodbyPeriod>. **Cité page 164.**

- [190] Lucie Ronflette, Barbara Erazmus, and Marie Germain. Isolated photon production in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  with the ALICE experiment at the LHC, 2016. presented 23 Nov 2016. **Cité pages 169, 195.**
- [191] PHENIX Collaboration. Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV d + Au collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :072303, 2003. **Cité page 178.**
- [192] Jet Fragmentation Function in pPb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV and pp Collisions at  $\sqrt{s} = 2.76$  and 7 TeV. Technical Report CMS-PAS-HIN-15-004, CERN, Geneva, 2015. **Cité pages 178, 179.**
- [193] J. D. Osborn. Study of cold and hot nuclear matter effects on jets with direct photon triggered correlations from PHENIX. In *26th International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2017) Chicago, Illinois, USA, February 6-11, 2017*, 2017. **Cité page 179.**
- [194] LHC13e,f tracking issue update, QA Meeting. <https://indico.cern.ch/event/623327/contributions/2552679/>. **Cité page 181.**
- [195] Yang-Ting Chien, Alexander Emerman, Zhong-Bo Kang, Grigory Ovanesyan, and Ivan Vitev. Jet Quenching from QCD Evolution. *Phys. Rev.*, D93(7) :074030, 2016. **Cité page 184.**
- [196] Panagiota Foka and Magorzata Anna Janik. An overview of experimental results from ultra-relativistic heavy-ion collisions at the CERN LHC : Hard probes. *Rev. Phys.*, 1 :172–194, 2016. **Cité page 184.**
- [197] Nestor Armesto et al. Comparison of Jet Quenching Formalisms for a Quark-Gluon Plasma 'Brick'. *Phys. Rev.*, C86 :064904, 2012. **Cité page 184.**
- [198] B. G. Zakharov. Fully quantum treatment of the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect in QED and QCD. *JETP Lett.*, 63 :952–957, 1996. **Cité page 185.**
- [199] R. Baier, Yuri L. Dokshitzer, Alfred H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. Radiative energy loss of high-energy quarks and gluons in a finite volume quark - gluon plasma. *Nucl. Phys.*, B483 :291–320, 1997. **Cité page 185.**
- [200] Urs Achim Wiedemann. Gluon radiation off hard quarks in a nuclear environment : Opacity expansion. *Nucl. Phys.*, B588 :303–344, 2000. **Cité page 185.**
- [201] Nestor Armesto, Carlos A. Salgado, and Urs Achim Wiedemann. Medium induced gluon radiation off massive quarks fills the dead cone. *Phys. Rev.*, D69 :114003, 2004. **Cité page 185.**
- [202] Miklos Gyulassy, Peter Levai, and Ivan Vitev. Jet quenching in thin quark gluon plasmas. 1. Formalism. *Nucl. Phys.*, B571 :197–233, 2000. **Cité page 185.**
- [203] Miklos Gyulassy, Ivan Vitev, Xin-Nian Wang, and Ben-Wei Zhang. Jet quenching and radiative energy loss in dense nuclear matter. 2003. **Cité page 185.**
- [204] Magdalena Djordjevic and Miklos Gyulassy. Heavy quark radiative energy loss in QCD matter. *Nucl. Phys.*, A733 :265–298, 2004. **Cité page 185.**
- [205] Peter Brockway Arnold, Guy D. Moore, and Laurence G. Yaffe. Photon emission from ultrarelativistic plasmas. *JHEP*, 11 :057, 2001. **Cité page 186.**
- [206] Peter Brockway Arnold, Guy D. Moore, and Laurence G. Yaffe. Photon and gluon emission in relativistic plasmas. *JHEP*, 06 :030, 2002. **Cité page 186.**

- [207] Xin-Nian Wang and Xiao-feng Guo. Multiple parton scattering in nuclei : Parton energy loss. *Nucl. Phys.*, A696 :788–832, 2001. **Cité page 186.**
- [208] Xin-Nian Wang, Zheng Huang, and Ina Sarcevic. Jet quenching in the opposite direction of a tagged photon in high-energy heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :231–234, 1996. **Cité pages 186, 187.**
- [209] Xin-Nian Wang and Yan Zhu. Jet quenching and  $\gamma$ -jet correlation in high-energy heavy-ion collisions. *Nucl. Phys.*, A932 :447–452, 2014. **Cité page 186.**
- [210] Korinna C. Zapp. JEWEL 2.0.0 : directions for use. *Eur. Phys. J.*, C74(2) :2762, 2014. **Cité page 186.**
- [211] Nicolas Borghini and Urs Achim Wiedemann. Distorting the hump-backed plateau of jets with dense QCD matter. *PoS*, EPS-HEP2009 :026, 2009. **Cité page 186.**
- [212] Nestor Armesto, Leticia Cunqueiro, Carlos A. Salgado, and Wen-Chang Xiang. Medium-evolved fragmentation functions. *JHEP*, 02 :048, 2008. **Cité page 187.**
- [213] CMS Collaboration. Measurement of jet fragmentation in PbPb and pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys. Rev.*, C90(2) :024908, 2014. **Cité pages 187, 188.**
- [214] Guang-You Qin and Xin-Nian Wang. Jet quenching in high-energy heavy-ion collisions. *Int. J. Mod. Phys.*, E24(11) :1530014, 2015. [309(2016)]. **Cité pages 188, 189.**
- [215] Stephano Lumetti. Development of an isolation method for the identification of the prompt photons produced in heavy-ion collisions within the alice experiment at lhc. Master’s thesis, Universita degli Studi di Modena e Reggio Emilia, 2014. **Cité page 191.**
- [216] PHENIX Collaboration. A Detailed Study of High-p(T) Neutral Pion Suppression and Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys. Rev.*, C76 :034904, 2007. **Cité pages 191, 192.**
- [217] John M. Campbell, R. Keith Ellis, F. Maltoni, and S. Willenbrock. Associated production of a Z Boson and a single heavy quark jet. *Phys. Rev.*, D69 :074021, 2004. **Cité page 192.**
- [218] ATLAS Collaboration. Light-quark and gluon jet discrimination in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J.*, C74(8) :3023, 2014. **Cité page 193.**
- [219] Alexis Mas. *Isolated photon production measurement in p-p collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ALICE detector.* Theses, Ecole des Mines de Nantes, 2013. **Cité page 195.**
- [220] Yaxian Mao. *Gamma-hadrons and hadrons-hadrons correlation measurements in pp collisions at 7TeV to study jet fragmentation with ALICE at LHC.* Theses, Université Grenoble Alpes, 2011. **Cité page 195.**





## Résumé

La chromodynamique quantique (QCD), théorie actuellement utilisée pour décrire l'interaction forte, a prédit l'existence d'une transition de phase, à très haute température et/ou densité, vers un état de la matière nucléaire où les quarks et les gluons sont déconfinés : le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). Un tel milieu peut être produit en laboratoire, et la mesure de ses propriétés permet d'apporter un éclairage nouveau sur les mécanismes d'interactions entre les constituants ainsi que de tester la QCD dans des domaines inexplorés.

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes délivrées par l'accélérateur LHC au CERN permettent d'obtenir les conditions thermodynamiques nécessaires à la formation du QGP. À l'aide d'une instrumentation diversifiée, l'expérience ALICE offre la possibilité d'accéder à un grand nombre d'observables permettant de caractériser le QGP. Parmi celles-ci, la mesure de la fragmentation des partons (quarks et gluons) permet d'étudier en détail les mécanismes de perte d'énergie des partons dans le milieu et de sa redistribution dans l'état final, et peut également être comparée à des calculs théoriques modélisant, à partir de la QCD, l'interaction d'un parton énergétique avec le QGP qu'il traverse.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'articule autour de l'étude de la fonction de fragmentation par la mesure des corrélations photon-hadron en collisions proton-proton et proton-Plomb. Dans un premier temps, un travail de calibration en énergie du calorimètre électromagnétique de l'expérience ALICE a été réalisé, accompagné de la caractérisation des incertitudes de cette calibration. Dans un second temps, les corrélations photon-hadron, dont la difficulté majeure réside en l'identification des photons directs, ont été étudiées. Les résultats obtenus dans les deux systèmes de collisions démontrent la faisabilité de l'analyse qui pourra être étendue aux collisions Plomb-Plomb périphériques. Enfin, ce travail montre que les incertitudes dominantes de la mesure seront réductibles avec les données prochainement délivrées par le LHC.

## Abstract

The quantum chromodynamics (QCD), the theory used at present to describe the strong interaction, predicts the existence of a phase transition, at very high temperature and/or density, towards a state of nuclear matter where quarks and gluons are deconfined : the Quark-Gluon Plasma (QGP). Such a medium can be produced in laboratory, and the measurement of its properties allows to give a new perspective on the mechanisms of interactions between the constituents as well as to test the QCD in unexplored domains.

Ultra-relativistic heavy ion collisions delivered by the accelerator LHC at CERN allow to obtain the thermodynamical conditions necessary for the QGP to be formed. By means of a diversified instrumentation, the ALICE experiment allows to reach a large number of observables allowing to characterize the QGP. Among these, the measurement of the fragmentation of the partons (quarks and gluons) allows to study in detail the mechanisms of energy loss in the medium and its redistribution in the final state, and can also be compared with theoretical calculations, based on QCD, that model the interaction of an energetic parton with the QGP which is passing through.

The work presented in this manuscript is articulated around the study of the fragmentation function via the measurement of the photon-hadron correlations in proton-proton and proton-Lead collisions. At first, a work on energy calibration of the ALICE experiment's electromagnetic calorimeter was realized, along with the characterization of the uncertainties of this calibration. Secondly, the photon-hadron correlations, whose main difficulty is the identification of the direct photons, were studied. The results obtained in both systems of collisions demonstrate the feasibility of the analysis which can be widened to the peripheral Lead-Lead collisions. Finally, this work shows that the dominant uncertainties of the measurement will be reducible with the new data delivered by the LHC.