HAL
open science

Etude de la densité de particules chargées et des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb à sqrt(s)NN = 2.76 TeV dans ALICE au LHC

Maxime Guilbaud

▶ **To cite this version:**

Maxime Guilbaud. Etude de la densité de particules chargées et des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb à sqrt(s)NN = 2.76 TeV dans ALICE au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2013. Français. NNT : . tel-00950018

HAL Id: tel-00950018

https://theses.hal.science/tel-00950018

Submitted on 20 Feb 2014

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.

N° d'ordre 178-2013
LYCEN – T 2013-16

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT
Spécialité : Physique Hadronique

(arrêté du 7 août 2006)

par

Maxime GUILBAUD

Etude de la densité de particules chargées et des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb à $\sqrt{sNN}$ = 2.76 TeV dans ALICE au LHC

Soutenue le 25 Octobre 2013
devant la Commission d'Examen

Jury :

M.	I.	Laktineh	Président du jury
M.	Y.	Schutz	Rapporteur
M.	E.	Scomparin	Rapporteur
Mme.	B.	Cheynis	Directrice de thèse
M.	R.	Tieulent	Co-Directeur de thèse
M.	B.	Hippolyte	Examinateur
M.	M.	Nguyen	Examinateur
M.	P.	Crochet	Examinateur

Remerciements :

Je tiens ici à remercier les différentes personnes qui ont contribué à ma formation ainsi qu'à la réalisation et l'aboutissement de ce travail de thèse tant sur le plan scientifique que humain.

Tout d'abord, je tiens à remercier l'ensemble du groupe ALICE de l'IPN de Lyon qui m'a encadré et suivi pendant ces trois années. J'ai particulièrement apprécié le caractère collégial de la direction de ma thèse qui m'a permis de pouvoir profiter des qualités et compétences de chacun. Je remercie chaleureusement ma directrice de thèse, Brigitte Cheynis, qui s'est toujours montrée abordable et soucieuse de mon travail et de mon moral. Ses compétences, ses qualités humaines indéniables et sa bonne humeur m'ont été essentielles pour pouvoir achever dans les temps ce manuscrit. Je tiens aussi à souligner la qualité du suivi de mon travail dont j'ai pu bénéficier grâce à elle, particulièrement dans la phase de correction de ce manuscrit qu'elle a relu maintes fois en y sacrifiant son temps et son sommeil. Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Raphaël Tieulent, mon co-encadrant de thèse, dont j'ai été touché par la franchise dont il a fait preuve avec moi. Ses précieux conseils et ses connaissances scientifiques m'ont beaucoup apporté. De plus, j'ai beaucoup apprécié sa méthode et son implication dans mon travail (même outre Atlantique !). Il est assez rare, je pense, d'avoir la chance de travailler avec un encadrant capable avec de simples mots à la fois de vous pousser quand vous allez dans la bonne direction et de vous remettre sur les bons rails quand ce n'est pas le cas. Merci aussi à Cvetan Cheshkov et Antonio Uras qui ont grandement contribué à cette thèse. La première analyse n'aurait probablement pas vu le jour sans Cvetan, je lui en suis vraiment reconnaissant. Son dynamisme et ses larges connaissances de la Physique et de l'expérience à tous les niveaux m'ont beaucoup profité. Il en va de même pour Antonio qui m'a grandement assisté sur la deuxième partie dans une ambiance toujours amicale. Ce fut vraiment plaisant de travailler dans de si bonnes conditions. Merci aussi, à Jean-Yves Grossiord, l'ancien directeur du groupe, pour son accueil chaleureux et sa bienveillance et à Laurent Ducroux pour l'aide qu'il a pu m'apporter au niveau de l'enseignement. Enfin, merci à Laure Massacrier pour les quelques années de thèse passées ensemble, pour avoir répondu aux multiples questions que je me posais et pour la formation presque maternelle qu'elle m'a fournie.

Je souhaite aussi remercier Bernard Ille et Guy Chanfray qui ont tout deux occupé le poste de directeur de l'IPNL pendant ma thèse. Merci de m'avoir accueilli dans ce laboratoire et de m'avoir ainsi donné l'opportunité de réaliser cette thèse. À ce titre, j'aimerais remercier l'ensemble du personnel de l'IPNL qu'il soit scientifique, technique ou administratif. Pour ne pas que mes remerciements soient plus longs que le manuscrit lui-même, je ne peux malheureusement pas être

exhaustif. Cependant voici une petite liste de personnes que je tiens à remercier : Patrice Verdier, Dany Davesne, Hubert Hansen (pour les pauses café agrémentées de nos discussions sur la symétrie chirale entre autres), Muriel Vander Donckt (ma marraine), Gérald Grenier, Antoine Cazes, Corinne Augier, Sylvie Flores (la maman des doctorants), Stéphane Gavarini, Karine Doizon (mon interlocutrice mission, toujours efficace et sympathique), Jean-Paul Narcisse (expert de la pétanque), Marie-Christine Fontaine, Yannick Zoccarato, Guillaume Beaulieu, Denis Pugnère, Ziane Boukraa et Clément Chauvet. N'étant pas infaillible et étant débiteur de bien plus de personnes, je prie ceux que j'aurais pu oublier de ne pas m'en vouloir.

Dans un cadre différent, je voudrais remercier l'ensemble des membres de mon jury de thèse. Imad Laktineh, tout d'abord, qui m'a fait l'honneur d'être le président de mon jury. Merci à mes deux rapporteurs Yves Schutz et Enrico Scomparin, qui ont pris le temps de relire le manuscrit en y apportant les corrections nécessaires. J'ai aussi particulièrement apprécié les différentes remarques et commentaires qu'ils ont pu me faire afin que je puisse m'améliorer, que ce soit dans le cadre de ce manuscrit ou ailleurs. Je remercie aussi Boris Hyppolite, Philippe Crochet et Mattew NGuyen pour leur relecture attentive de ma thèse. Je tiens à remercier plus particulièrement Boris que j'ai eu la chance de cotoyer régulièrement lorsqu'il s'occupait du PWG2 (PWG-LF). Merci pour le soutien qu'il m'a apporté lors de mes présentations au CERN, ses conseils et explications (Physique et autres) et pour l'ouverture et la sympathie dont il fait preuve d'un point de vue humain.

Je tiens, par ailleurs, à remercier l'ensemble des mes collaborateurs ALICE en France. J'ai pu partager de bons moments avec vous et j'ai beaucoup appris à votre contact, que ce soit en école, réunion ou autres. Je serai éternellement redevable à certains pour l'aide qu'ils m'ont apportée pour la période qui a suivi ma thèse et la recherche d'un travail. Je pense qu'en lisant ces lignes ils se reconnaîtront : Merci ! Un remerciement spécial pour le groupe de Nantes qui m'a plusieurs fois accueilli dans ses locaux lors de mes retours dans ma famille dans l'Ouest. Un grand merci à toute la communauté QGP France, théoriciens et expérimentateurs, qui m'a permis d'échanger sur beaucoup de domaines, qu'ils soient scientifiques, œnologiques, politiques, littéraires et bien d'autres encore. Notre réunion annuelle va me manquer, j'espère pouvoir y assister à nouveau un jour.

Je voudrais aussi remercier l'ensemble de la collaboration ALICE sans qui je n'aurais pas pu faire cette thèse. Plus particulièrement, je tiens à remercier mes collaborateurs du Niels Bohr Institute à Copenhague : Jens Jørgen Gaardhøje, Kristjan Herlache Gulbrandsen, Hans Hjersing Dalsgaard, et mes collaborateurs de l'INFN à Cagliari : Alessandro Di Falco, Ester Casula. Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous.

Enfin, je remercie tout particulièrement mes amis (docteurs, futurs docteurs ou autres) pour ces 3-4 années passées à vos côtés. Vous êtes bien trop nombreux pour que je vous cite tous ici, mais je ne vous oublie pas et sans vous je n'aurais pas pu passer cette période de ma vie de façon si agréable.

Je terminerai par remercier ma famille et ma compagne pour m'avoir poussé jusque là. Même si je ne vous vois pas souvent, que parfois vous ne comprenez pas vraiment ce que je fais, vous êtes toujours là pour moi sans questions ni conditions. Merci du fond du cœur !

Résumé :

La matière que nous connaissons est composée de hadrons dont les quarks et les gluons sont les composants élémentaires. Ces derniers n'existent pas libres dans la matière ordinaire et sont donc en permanence confinés dans les hadrons. Cependant, d'après les prédictions théoriques, quelques microsecondes après le Big Bang, la température était suffisamment élevée pour que les quarks et les gluons ne soient pas contenus dans les hadrons. Il s'agit d'une phase déconfinée de la matière hadronique appelée Plasma de Quarks et Gluons (QGP).

Le Large Hadron Collider (LHC) au CERN (Genève) est un accélérateur de particules permettant d'accélérer, entre autres, des ions et de produire des collisions à des énergies dans le centre de masse par nucléons allant jusqu'à plusieurs TeraélectronVolts. Il est ainsi possible d'atteindre des températures permettant de recréer cette phase de QGP pour en étudier les propriétés. C'est dans ce cadre que se place l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiement) qui est dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le temps de vie du QGP étant trop faible, il n'est pas possible de l'étudier directement. Il est alors nécessaire d'utiliser des observables indirectes.

Ce travail de thèse s'inscrit directement dans ce programme de physique par le biais de l'étude des collisions d'ions lourds à 2.76 TeV. Deux observables sont abordées : la densité de particules chargées par unité de pseudorapidité et les mésons vecteurs de basse masse (ρ, ω et Φ) dans le canal dimuons. La première observable permet d'accéder à des informations sur les conditions initiales et la dynamique sous-jacente des mécanismes de production de particules. La mesure est réalisée sur la gamme en pseudo-rapidité la plus large jamais atteinte au LHC (10 unités) grâce au développement d'une méthode d'analyse originale dite « méthode des vertex déplacés ». La technique employée et les résultats obtenus sont décrits dans le chapitre 3. L'étude des mésons vecteurs de basse masse permet d'accéder à la production d'étrangeté via le méson Φ et à la symétrie chirale à travers la modification de la fonction spectrale du ρ. L'analyse a été menée à l'aide du spectromètre à muons d'ALICE et les résultats obtenus sur le taux de production du méson Φ par rapport au mésons ρ et ω sont présentés dans le chapitre 4. Dans ce chapitre, une étude sur la sensibilité du détecteur aux effets liés à la restauration de la symétrie chirale est aussi menée.

English title :

Study of the charged particle density and low mass vector mesons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in ALICE at LHC

Abstract :

The matter is composed of hadrons of which quarks and gluons are the elementary components. These do not exist in a free state in ordinary matter and are therefore permanently confined in hadrons. However, according to theoretical predictions, a few microseconds after the Big Bang, the temperature was high enough to create a deconfined state of quarks and hadrons : the Quark and Gluon Plasma (QGP).

The Large Hadron Collider (LHC) at CERN (Geneva) is a particle accelerator which accelerates, among others, ions and produces collisions with energies per nucleons in the center of mass up to several TeraelectronVolts. It is thus possible to achieve temperatures to recreate the QGP phase to study its properties. The experiment ALICE (A Large Ion Collider Experiment) is dedicated to the study of such ultra-relativistic heavy-ion collisions. The lifetime of the QGP being too low, it is not possible to study it directly. It is then necessary to use indirect observables.

This PhD work is directly related to the study of heavy-ion collisions at 2.76 TeV. Two observables are discussed : the density of charged particles per unit of pseudorapidity and low mass vector mesons (ρ, ω and Φ) in the dimuon channel. The first observable gives access to informations about the initial conditions and the underlying dynamics of particle production mechanisms. The measurement is performed in the largest pseudorapidity range reached at the LHC (10 units) thanks to the development of an original analysis method called « displaced vertex technique ». The technique employed and the results obtained are described in Chapter 3. The study of low mass vector mesons allows to probe the production of strangeness via the Φ meson and chiral symmetry through the ρ spectral function modification. The analysis was conducted using the ALICE muon spectrometer and the results obtained from the production rate of the Φ with respect to ρ and ω are shown in Chapter 4. In this chapter, a study on the sensitivity of the detector to the effects related to the chiral symmetry restoration is also conducted.

Mots clés :
CERN, LHC, ALICE, QGP, Centralité, Multiplicité, Muon, Méson, Étrangeté

Table des matières

Introduction i

1 Big Bang, Modèle Standard et recherche du Plasma de Quarks et de Gluons **1**

1.1 Le Big-Bang et l'expansion de l'Univers 2

1.1.1 Le Modèle Standard 2

1.1.2 La matière hadronique 3

1.2 L'interaction forte et la ChromoDynamique Quantique 5

1.2.1 Analogie avec l'ElectroDynamique Quantique 5

1.2.2 Confinement et liberté asymptotique 6

1.3 Le Plasma de Quarks et de Gluons 8

1.4 Création du QGP et collisions d'ions lourds 10

1.4.1 Paramètres de la collision 11

1.4.2 Les scénarii de collisions dans un système A-A 12

1.4.3 Conditions initiales et effets nucléaires en collisions d'ions lourds . 14

1.4.4 Evolution du système en collisions d'ions lourds 17

1.5 Les observables expérimentales en collisions d'ions lourds 18

1.5.1 Observables globales 19

1.5.2 Sondes molles 19

1.5.3 Sondes dures 21

1.5.4 Hydrodynamique du QGP : le fluide parfait 22

Bibliographie 24

2 Le LHC et l'expérience ALICE **27**

2.1 Le LHC 28

2.1.1 L'accélérateur 28

2.1.2 Les différentes expériences du LHC 29

2.1.3 Les différents systèmes physiques étudiés au LHC 30

2.1.4 Système d'accélération et faisceaulogie 32

2.2 L'expérience ALICE 37

2.2.1 Le système de déclenchement et d'acquisition des données 39

2.2.2 Le tonneau central 40
2.2.3 Les détecteurs vers l'avant 46
2.2.4 Le VZERO 50
2.2.5 Le spectromètre à muons 58
2.2.6 Conclusion et perspectives 63
2.2.7 L'environnement de travail dans ALICE et la WLCG 64
Bibliographie 67

3 Etude de la densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$ 73

3.1 $dN_{ch}/d\eta$: une observable globale témoin des premiers instants de la collision 75
3.2 Etat des lieux expérimental 76
3.2.1 Mesures en collisions p-p 76
3.2.2 Mesure en collisions A-A 77
3.2.3 Dépendance en énergie de $dN_{ch}/d\eta$ 79
3.2.4 Comportement de la distribution à très grande rapidité ou limite de fragmentation 80
3.2.5 Etude de la dépendance en fonction du nombre moyen de participants $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 80
3.2.6 Le nombre total de particules chargées : N_{ch} 83
3.3 Les modèles théoriques Monte Carlo, analytiques et phénoménologiques . 84
3.3.1 Le Color Glass Condensate (CGC) 84
3.3.2 Les générateurs PYTHIA, HIJING et AMPT 85
3.3.3 Le non-equilibrium statistical Relativistic Diffusion Model (RDM) . 86
3.3.4 Le String Percolation Model (SPM) 87
3.4 Résultats d'ALICE à mi-rapidité 88
3.4.1 La technique d'analyse 88
3.4.2 Résultats 90
3.5 Problématique, enjeux et méthode pour la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ vers l'avant 91
3.5.1 La densité de matière, un agent majeur dans la production du bruit de fond 92
3.5.2 La technique des vertex déplacés 92
3.5.3 Technique employée et mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO . . 105
3.5.4 Etude systématique 113

3.5.5 Mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le FMD et budget de matière dans ALICE . . . 114
3.6 Résultats . . . 116
3.6.1 $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité . . . 116
3.6.2 Comparaison avec les modèles théoriques . . . 120
3.7 Exploitation des résultats . . . 121
3.7.1 Retour sur la densité en particules chargées . . . 121
3.7.2 Estimation du nombre total en particules chargées, N_{ch}, produites à la collision . . . 121
3.7.3 Evolution de N_{ch}, normalisé par le nombre de paires de participants, en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$ . . . 125
3.7.4 $dN_{ch}/d\eta$ par paire de nucléons participants en fonction de la centralité . . . 126
3.7.5 Etude de l'échelle longitudinale : la limite de fragmentation . . . 127
3.7.6 Etude de la conservation du boost de Lorentz en fonction de la rapidité : dN_{ch}/dy . . . 131
3.8 Conclusions et perspectives . . . 133
Bibliographie . . . 137

4 Etude des mésons vecteurs de basses masses 143
4.1 Motivations physiques sous-jacentes . . . 144
4.1.1 La symétrie chirale . . . 144
4.1.2 Radiation thermique du QGP . . . 151
4.1.3 Production des baryons et mésons étranges en collisions d'ions lourds . . . 152
4.2 Les résultats expérimentaux sur les mésons vecteurs de basses masses du SPS au LHC . . . 154
4.2.1 Excès en dileptons à basse masse et étude de la fonction spectrale du ρ . . . 154
4.2.2 Etude de la production d'étrangeté . . . 156
4.3 L'analyse des résonances de basses masses en Pb-Pb . . . 161
4.3.1 Caractérisation du spectre en masse invariante dimuon . . . 162
4.3.2 Conditions globales de l'analyse des mésons vecteurs de basses masses . . . 164
4.3.3 Sélection des muons et reconstruction des spectres en masse invariante dimuon . . . 165

4.3.4 Soustraction du bruit de fond non-corrélé 170
4.3.5 Extraction des formes des processus et du facteur acceptance×efficacité ($A \times \varepsilon$) 174
4.3.6 Normalisation des processus du « cocktail » hadronique 177
4.3.7 Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique 177
4.3.8 Étude des erreurs systématiques 180
4.4 Exploitation des résultats 188
4.4.1 La référence proton-proton 188
4.4.2 R_{CP} du Φ et du $\rho + \omega$ 194
4.4.3 Inclusion de la radiation thermique du QGP et de la forme du $\rho + \omega$ dans le milieu 196
4.5 Conclusion et perspectives 200
Bibliographie 202

Conclusions **207**

A Le modèle de Glauber **1**
A.1 Généralités 1
A.2 Modèle de Glauber dans la limite optique 1
A.3 Modèle de Glauber Monte Carlo 3
Bibliographie 5

B Sélection en impulsion transverse et détermination de l'efficacité des chambres de déclenchement **7**
B.1 Principe de sélection en impulsion transverse du système de déclenchement 7
B.2 Détermination de l'efficacité des chambres 9
Bibliographie 10

C Liste des sous-périodes utilisées dans l'analyse des mésons vecteurs de basses masses **11**
Bibliographie 12

Table des figures

1.1 Schéma de l'expansion de l'Univers, du Big Bang à nos jours. 2

1.2 Constante de couplage α_s en fonction du moment transféré Q [8]. . . . 7

1.3 Evolution de la pression p (gauche) et de la densité d'énergie ε (droite) sur T^4 en fonction de la température venant des calculs sur réseau [12]. 9

1.4 Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et du potentiel baryonique. 10

1.5 Schéma d'une collision d'ions lourds (A-A) dans le plan transverse [1]. . . . 12

1.6 Schéma du plan de réaction et du plan de l'événement. 12

1.7 Schéma d'une collision suivant le scénario de Bjorken. 13

1.8 Densité de protons nette en fonction de la rapidité (gauche) et perte de rapidité δy en fonction de la rapidité du faisceau y_b (droite) à l'AGS [17–19], au SPS [20] et au RHIC [21]. 14

1.9 Fonction de distribution partonique des quarks et des gluons en fonction de x [22, 23]. 15

1.10 Description schématique de l'évolution du milieu nucléaire en fonction de x et Q^2 dans le cadre du CGC [28]. 17

1.11 Vue schématique de l'évolution temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes selon le modèle de Bjorken. 18

1.12 Schéma de la géométrie du volume d'interaction en collision d'ions lourds semi-centrales (gauche) et fonction de corrélation à deux particules décomposée en série de Fourier (droite) [29]. Le rapport en fonction de $\Delta\varphi$ entre la somme des contributions (ligne pointillée) et les points expérimentaux est fourni en dessous du graphique. 20

1.13 Distributions azimutales à deux particules pour les collisions p-p (noir), d-Au centrales (rouge), d-Au toutes centralités confondues (vert) et Au-Au centrales (bleu) mesurées par l'expérience STAR pour des hadrons sélectionnés de haut p_T [31]. 21

1.14 Facteur de modification nucléaire en fonction de $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}$ et $\langle N_{\text{part}}\rangle$ pour différentes gammes en p_T [32]. Les mesures d'ALICE (rouge) sont comparées aux mesures faites à plus basse énergie par PHENIX à mi-rapidité (vert) et vers l'avant (bleu). 22

1.15 Flot elliptique en fonction de l'impulsion transverse pour différents hadrons en collisions Au-Au à 200 GeV. La mesure est fournie par les expériences PHENIX et STAR du RHIC [33–35] et comparée avec des calculs d'hydrodynamique idéale. 23

2.1 Schéma du grand collisionneur de hadrons (LHC) enterré à ∼100 m sous terre près de la frontière Franco-Suisse. 29
2.2 Schéma de la chaîne d'accélération du LHC. 35
2.3 Distribution en intensité du faisceau avant l'injection dans le SPS (gauche) et une seconde après (droite) [31]. 36
2.4 Schéma de la distribution des paquets dans un faisceau du LHC après l'injection. 37
2.5 Profil d'un faisceau du LHC. On repère clairement le paquet nominal (pic le plus intense), entouré des paquets satellites et fantômes autour (tous les 2,5 ns) [33]. 37
2.6 Schéma de l'expérience ALICE et de ses détecteurs. 38
2.7 Couverture en pseudo-rapidité des différents détecteurs de l'expérience ALICE [36]. 39
2.8 Capacité d'identification des particules en fonction de p_T des différents détecteurs de l'expérience ALICE [36]. 39
2.9 Vue en coupe du tonneau central d'ALICE dans le plan XY. 41
2.10 Vue schématique de l'ITS. 42
2.11 Résolution en X et Y sur la position du vertex donnée par le SPD seul et l'ITS en collisions p-p à 7 TeV. 43
2.12 *dE/dx* des particules chargées en fonction de l'impulsion donnée par l'ITS en collisions Pb-Pb à 2,76 TeV. 43
(a) TPC 45
(b) TRD 45
(c) TOF 45
(d) HMPID 45
2.13 **figure (a)** : *dE/dx* dans la TPC en fonction de l'impulsion p. **figure (b)** : Dépôt d'énergie en collision p-p à 7 TeV dans le TRD pour les e^-, π et p après une coupure sur le *dE/dx* mesuré avec la TPC. **figure (c)** : Performance du TOF sur l'identification des e^-, π, K, p et d en fonction de p. **figure (d)** : θ_c mesuré par le HMPID en fonction de p. 45
2.14 Schéma des anneaux qui composent le FMD le long du tube faisceau. . . 47
2.15 Energie déposée dans les calorimètres à neutrons (ZN-A + ZN-C) en fonction de l'énergie déposée dans le ZEM. 49
2.16 Segmentation des disques du VZERO pour le VZERO-A et le VZERO-C. Les éléments scintillants de chaque côté des lignes pointillées pour le VZERO-C sont connectés au même PMT [55]. 50
2.17 Représentation schématique du système de détection pour un élément scintillant du VZERO-A (gauche) et du VZERO-C (droite) [55]. 51

2.18 Temps d'arrivée de l'impulsion en ns pour des collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les voies sont numérotées de 0 à 31 pour le VZERO-C et de 32 à 63 pour le VZERO-A [55]. 53

2.19 Schéma chronologique des temps d'arrivée des particules suivant le type d'interaction (BB ou BG). 55

2.20 Temps de vol moyen des particules détectées par les deux disques du VZERO. 55

2.21 Taux de comptage du VZERO en collision pp à 7 TeV en fonction des déplacements transverses des faisceaux [57]. 56

2.22 Distribution en amplitude sommée sur les deux disques du VZERO (trait noir) en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. La ligne rouge est un ajustement issu d'une modélisation de type Glauber. La distribution est découpée en classes de centralité indiquant le plus ou moins grand recouvrement des noyaux incidents lors de collisions hadroniques [54]. 57

2.23 Résolution sur la centralité de la collision pour différents détecteurs de l'expérience ALICE en fonction de la centralité [54]. 57

2.24 Temps moyen dans le VZERO-A (rouge) et le VZERO-C (bleu) en fonction du temps durant la période de prise de données LHC11h. 58

2.25 Vue en coupe longitudinale schématique du spectromètre à muon d'ALICE [60]. 59

2.26 Vue en coupe schématique de l'absorbeur frontal du spectromètre à muon d'ALICE [61, 62]. 60

2.27 Photographies montrant la géométrie en quadrants des stations 1 et 2 (gauche) et la géométrie en lattes des stations 3, 4 et 5 (droite). 61

2.28 Spectre en masse attendu dans la région des basses masses sans (gauche) et avec (droite) le MFT. Ces spectres sont obtenus à partir de simulations réalistes pour 10% des événements les plus centraux, $\mathcal{L}_{int} = 10$ nb^{-1} et $1.0 < p_T < 10.0$ GeV/c. 63

2.29 Vue schématique de la structure du logiciel AliRoot. 64

2.30 Schéma résumant la reconstruction des données dans ALICE aussi bien pour des événements simulés que réels. 65

3.1 $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de η en collisions p-p pour différentes valeurs de $\sqrt{s}$. Les mesures de l'ISR sont réalisées pour des collisions inélastiques (INEL), celles de LHCb, TOTEM et ALICE (7 TeV) sont faites pour des collisions inélastiques en demandant qu'au moins une particule chargée soit reconstruite dans l'acceptance du détecteur faisant la mesure (INEL>0). Les autres mesures sont issues de l'étude des processus NSD (Non Single Diffractive). Les mesures sont tirées de [1, 2, 6–10]. 76

3.2 Densités de particules chargées mesurées par PHOBOS en collisions Au-Au aux énergies de 200 GeV, 130 GeV et 19.6 GeV pour différents intervalles en centralité [11] (gauche). Distributions en $dN_{ch}/d\eta$ mesurées par BRAHMS en collisions Au-Au à 200 GeV pour différents intervalles en centralité [12] (droite). Les tranches en centralité fournies sur cette figure sont, du haut vers le bas, 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, et 40-50%. Sur cette figure, seules les erreurs statistiques sont données. 77

3.3 La densité $dN_{ch}/d\eta$ mesurée en collisions Pb-Pb par CMS à 2,76 TeV dans le centre de masse [13]. La figure du haut représente le $dN_{ch}/d\eta$ normalisé au nombre de paires de participants à la collision en fonction de η et pour différentes tranches en centralité. La figure du bas donne la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ intégré sur $|\eta| < 2$ en fonction de la centralité. Les valeurs obtenues sont comparées à celles fournies par ALICE dans la même région (gauche). La densité $dN_{ch}/d\eta$ déterminée par ATLAS dans la région à mi-rapidité pour différentes tranches en centralité [14] (droite). 78

3.4 Évolution de la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapidité dans la région centrale en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$. 79

3.5 $dN_{ch}/d\eta$ mesuré par PHOBOS [21] pour trois systèmes distincts : Au-Au (a,b), Cu-Cu (c,d) et p-p (e,f) en fonction de $y' = \eta - y_{\text{beam}}$ et pour différentes énergies. Les erreurs systématiques dans un intervalle de confiance de 90% sont données par les bandes grises. Les flèches permettent d'identifier la position de la région à mi-rapidité ($\eta = 0$). . . . 81

3.6 Dépendance du $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{\text{part}}\rangle/2)$ en fonction du nombre de participants en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV et en collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [3]. Les données du RHIC (carrés ouverts) et d'ALICE au LHC (points rouges) n'ont pas les mêmes échelles. L'axe correspondant au RHIC est tracé à droite de la figure et celui correspondant à ALICE est à gauche. Les données d'ALICE sont fournies avec les erreurs systématiques non corrélées (barres d'erreurs) et corrélées (bande grise). Les erreurs statistiques sont négligeables. 82

3.7 $N_{ch}/(\langle N_{\text{part}}\rangle/2)$ en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ fourni par PHOBOS [21] pour différents systèmes et énergies. Les lignes tracées sur les figures (a) et (c) sont issues de l'équation 3.4. Les figures (b) et (d) montrent le rapport obtenu entre les données et l'équation 3.4 en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ et $\sqrt{s_{NN}}$. Les données fournies par les collisions p-p (p-$\bar{\text{p}}$) sont représentées par des étoiles. 83

3.8 $N_{ch}/(\langle N_{part}\rangle/2)$ en fonction de $\ln^2(s_{NN})$ fourni par PHOBOS [21] pour les collisions les plus centrales (0-3%). La figure est complétée par les mesures faites à plus basse énergie au SPS (Pb-Pb) [23, 24] et à l'AGS (Au-Au) [25–27]. 84

3.9 Comparaison du $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{\text{part}}\rangle/2)$ en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ avec différents modèles [3]. 85
3.10 Rapport des longueurs de radiations x/X_0 en fonction de η. 88
3.11 Schéma en coupe du détecteur ALICE. Seuls les détecteurs utilisés dans la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ sont représentés. La zone gris clair entourée de tirés représente les structures de maintient, les système de refroidissement, etc. de l'ITS. Celle entourée de tirés longs représente l'absorbeur à muons placé juste devant le spectromètre d'ALICE. La zone grise correspond aux limites de la sélection imposées sur la position du point d'interaction pour l'analyse avec le SPD. L'aire gris foncé indique le chemin emprunté par les particules primaires produites à la collision lors de leur voyage vers le FMD2. 89
3.12 Distribution de la séparation azimutale ($\Delta\varphi$) de tous les candidats « tracelettes » dans les données (points noirs), en simulation (rouge), et pour le bruit de fond combinatoire (bleu) estimé à partir de la simulation. . . . 90
3.13 $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de η, pour quatre tranches en centralité mesurées avec le SPD et avec le ZDC comme estimateur de la centralité. 91
3.14 Schéma en coupe du détecteur ALICE. Seuls les détecteurs utilisés dans la mesure de $dN_{ch}/d\eta$ sont représentés. La zone gris clair entourée de tirés représente les services de l'ITS. Celle entourée de tirés longs représente l'absorbeur à muons placé juste devant le spectromètre d'ALICE. 93
3.15 Figure montrant la somme en fonction de la différence des temps d'arrivée dans les ZDC-A et -C. La sélection des événements satellites est réalisée à partir de cette distribution. Voir le texte pour plus de détails. 94
3.16 Energie déposée dans le ZDC en fonction de l'amplitude du signal dans le ZEM pour les satellites venant du côté A et C. 95
3.17 Energie déposée dans le ZDC en fonction de l'amplitude du signal dans le ZEM pour les satellites venant du côté A uniquement. 95
3.18 Corrélation entre E_{ZDC} et A_{ZEM} à $z_{vtx} = 0$ cm. La centralité est estimée avec le VZERO au point d'interaction nominal. Les couleurs représentent les différentes tranches en centralité. Pour plus de détails, voir le texte. . . 96
3.19 Pentes des droites issues de l'ajustement dans la distribution $E_{ZDC} = f(A_{ZEM})$ en fonction de la centralité déterminée par le VZERO à $z_{vtx} = 0$. 97
3.20 Facteur de correction appliqué à l'amplitude du signal dans le ZEM en fonction de la position du vertex d'interaction pour les deux polarités (++ et --). Le résultat de l'ajustement est donné par les deux courbes en pointillés soit respectivement pour une polarité (++) en rouge et (--) en bleu. 98
3.21 Nombre d'événements en fonction de la centralité déterminée avec l'estimateur ZDC pour tous les vertex. 99

3.22 Amplitude du signal mesuré dans le VZERO pour des événements à $z_{vtx} = 0$ cm. La centralité de la collision est évaluée à l'aide du ZDC. . . 99

3.23 $dN_{ch}/d\eta$ mesuré avec le SPD pour deux estimateurs de la centralité : le VZERO (cercles pleins) et le ZDC (losanges ouverts). Les résultats sont fournis pour plusieurs tranches en centralité. 100

3.24 Nombre d'impacts dans les deux premières couches de l'ITS en fonction de la centralité pour $z_{vtx} = 225$ cm. La ligne pointillée noire représente le seuil de déclenchement de C0SMH et la ligne pointillée rouge la centralité maximale utilisée dans l'analyse. 101

3.25 Rapport entre les nombres d'événements CMBAC et C0SMH obtenus sur l'échantillon de données analysé. 101

3.26 Multiplicité dans le SPD en fonction de l'amplitude dans le VZERO-A pour $z_{vtx} = 0$ cm. Voir le texte pour plus de détails. 102

3.27 Rapport $R(z_{vtx})$ en fonction de z_{vtx} et de la centralité pour les quatre anneaux du VZERO-A. Les cercles pleins proviennent des données, et les cercles ouverts sont tirés des simulations. 103

3.28 Rapport $R(z_{vtx})$ en fonction de z_{vtx} et de la centralité pour les quatre anneaux du VZERO-C. Les cercles pleins proviennent des données, et les cercles ouverts sont extraits des simulations. 105

3.29 Acceptance du VZERO en fonction de la position du vertex. Pour certains points d'interaction, la couverture en η du VZERO-A et du SPD se recouvrent. 106

3.30 Acceptance du VZERO-A en fonction de la position du vertex. Pour les points d'interactions proches du VZERO-A, la corrélation entre la position du vertex et la couverture en η est très forte. 108

3.31 Amplitude moyenne du signal simulé dans les quatre anneaux du VZERO-A en fonction du nombre de particules primaires chargées produites à la collision. Dans cet exemple, pour $z_{vtx} = 337.5$ cm, la figure montre les résultats obtenus avant (bleu) et après (rouge) correction respectivement. Les distributions corrigées sont ajustées par des fonctions linéaires (noir) dont les coefficients directeurs sont les facteurs α 109

3.32 Amplitude moyenne du signal simulé dans les quatre anneaux du VZERO-A en fonction de $N_{ch}^{\text{primaires}}(i)$ pour tous les vertex. 110

3.33 $dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le VZERO-A (cercles pleins) pour chaque vertex de mesure et de référence en fonction de la centralité. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis pas le SPD pour $|\eta| < 2$. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques pour les points du VZERO-A. Les erreurs sur les points du SPD sont une moyenne quadratique des erreurs statistiques (négligeables) et systématiques. 111

3.34 $dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le VZERO-A (cercles pleins) en fonction de la centralité après combinaison. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis par le SPD pour $|\eta| < 2$. Les erreurs sur les points du VZERO-A sont une moyenne quadratique des erreurs statistiques (négligeables) et systématiques. 112

3.35 $dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le VZERO-A avant (cercles ouverts) et après (cercles pleins) le changement d'échelle. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis pas le SPD pour $|\eta| < 2$. Les erreurs sur les points du VZERO-A sont les erreurs systématiques. 112

3.36 Erreur systématique en fonction de η provenant du facteur de correction sur le signal dans le ZEM. 113

3.37 Comparaison entre les mesures données par le VZERO-A (cercles pleins) avec les collisions satellites et le FMD [43] (cercles vides) à $z_{vtx} = 0$ cm. Le rapport montre un écart significatif entre les deux mesures. 115

3.38 Origine des particules secondaires dans le plan (Z,R) où R est le rayon. Les zones délimitées par des traits colorées représentent l'acceptance des trois anneaux les plus externes du VZERO-A à différents vertex. La zone cerclée de magenta est une partie du détecteur dont la description manque de précision. 116

3.39 Comparaison entre les mesures données par le VZERO-A (cercles pleins) et le FMD (cercles vides) avec les collisions satellites. Les deux mesures sont en accord dans les erreurs systématiques. 117

3.40 Densité de particules primaires chargées $dN_{ch}/d\eta$ combinée (FMD+SPD+VZERO-A) en fonction de η pour différentes tranches en centralité. 118

3.41 Densité de particules primaires chargées $dN_{ch}/d\eta$ combinée et symétrisée en fonction de η pour différentes tranches en centralité, comparées à celles obtenues par ATLAS et CMS. 119

3.42 Comparaison des données d'ALICE avec plusieurs modèles théoriques (haut) et rapport entre les mesures et les modèles fournis (bas). Gauche : La comparaison est faite avec des modèles basés sur le Monte Carlo : AMPT [34,44], UrQMD [45] et CGC [46,47]. Droite : La comparaison est faite avec des modèles phénoménologiques : SPM [40] et RDM [39]. Ces modèles sont présentés dans la section 3.3. 120

3.43 Fonctions utilisées pour l'étude systématique sur la mesure de N_{ch}. Les données sont ajustées à l'aide d'une double Gaussienne (a), d'une fonction trapèze (b), d'une paramétrisation inspirée d'un scénario dit de « Bjorken » (c) et d'une équation provenant d'une des mesures de PHOBOS (d) [21]. Les courbes représentent les limites hautes et basses des incertitudes systématiques sur l'estimation dues à l'erreur sur le $dN_{ch}/d\eta$. 123

3.44 Rapport entre le nombre total de particules chargées N_{ch} calculé avec les fonctions (a), (b), (c) et (d) (figure 3.43) et la fonction de référence (double Gaussienne extrapolée par des droites à très grand $|\eta|$). Gauche : Le calcul est limité à -5 $< \eta <$ 5.5. Droite : Le calcul est limité à la zone d'extrapolation ($\eta <$ -5 et $\eta >$ 5.5). 124

3.45 Nombre total de particules primaires chargées N_{ch} en fonction du nombre de participants à la collision $\langle N_{\text{part}} \rangle$. Gauche : Les données d'ALICE (rouge) en collisions Pb-Pb sont comparées à celles de PHOBOS en collisions Au-Au (bleu) [21]. Les données de PHOBOS sont mises à l'échelle pour permettre la comparaison. La bande gris clair représente les incertitudes systématiques non-corrélées et la bande gris foncé les incertitudes systématiques totales. Droite : Les données de PHOBOS sont ajustées avec une fonction linéaire (tirets bleus). Les données d'ALICE sont ajustées avec une fonction linéaire (tirets rouges) et un polynôme du 2me degré (pointillés rouges). 125

3.46 Nombre total de particules primaires chargées N_{ch}, normalisé par le nombre de paires de participants $\langle N_{\text{part}} \rangle$, en fonction de $\ln^2(s_{NN})$, où s_{NN} est le carré de l'énergie dans le centre de masse. La droite en pointillés est tirée d'une précédente publication de PHOBOS [21]. Les courbes en trait plein et tireté sont deux tentatives d'ajustement des données de haute énergie. 126

3.47 $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{\text{part}}/2 \rangle$ en fonction du nombre moyen de participants à la collision pour différentes tranches en η. Les losanges noirs ouverts sont issus de la mesure précédemment publiées par ALICE [3] et l'aire grise représente l'erreur systématique correspondante. Les autres points proviennent du calcul effectué avec la densité de particules chargées combinée (figure 3.40). Les erreurs sur les points sont les erreurs systématiques. 128

3.48 Rapport entre les résultats obtenus dans différentes tranches en pseudo-rapidité et ceux obtenus pour $|\eta| < 0.5$. 128

3.49 $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{\text{part}}/2 \rangle$ en fonction de $\eta' = \eta - y_{\text{beam}}$ mesuré par ALICE (cercles rouges), BRAHMS (carrés verts) [12] et PHOBOS (étoiles et triangles bleus) [21] à différentes énergies. Les points pleins de BRAHMS sont obtenus avec le détecteur en silicium de la partie centrale alors que les points ouverts sont obtenus avec les détecteurs vers l'avant. La ligne noire représente l'ajustement de la distribution d'ALICE obtenu avec l'équation 3.20. Le résultat de l'extrapolation linéaire de la distribution pour les pseudo-rapidités proches de la rapidité du faisceau est représenté par la ligne noire en pointillés. Les données les plus centrales de PHOBOS sont originalement données pour la tranche 0-6%. Elles ont été mises à l'échelle pour obtenir le même pas en centralité. 130

3.50 Distribution $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{\text{part}}/2\rangle$ en fonction de η' pour la tranche en centralité 0-5%. Les points d'ALICE (rouge) et de PHOBOS (bleu) dans la région hors de l'acceptance d'ALICE sont ajustés par la fonction double Gaussienne (ligne noire). Les points verts sont ceux inclus utilisés l'ajustement. 131

3.51 Flot elliptique en fonction de η' mesuré par ALICE (carrés pleins rouges) à 2.76 TeV et PHOBOS à différentes énergies. 131

3.52 Densité de particules chargées dN_{ch}/dy en fonction de la rapidité y pour les événements les plus centraux. La distribution est ajustée par la somme de deux Gaussiennes (courbe noire) et une Gaussienne large (tirets bleus). Elle est aussi comparée à deux courbes théoriques (pointillés magenta [53] et tirets verts [54]) basées sur une hydrodynamique de Landau. L'encart montre le rapport entre la largeur de la distribution expérimentale et théorique (tirets verts) en fonction de l'énergie dans le centre de masse. 133

3.53 Densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la pseudo-rapidité η pour les collisions NSD en p-Pb à 5.02 TeV mesurée par ALICE. La distribution est comparée à plusieurs prédictions théoriques. 135

4.1 Masses des partenaires chiraux π - σ, ρ - a_1 et $N(940)$ - $N(1535)$. . . . 146

4.2 Fonctions spectrales des mésons ρ et a_1 observées par désintégration τ par la collaboration ALEPH [3, 4]. 146

4.3 Evolution du condensat chiral en fonction de la température du milieu donnée par les calculs de ℓQCD [5]. 148

4.4 Forme du potentiel dans le cadre d'une symétrie réalisée de type Wigner (a) et de type Goldstone (b). 150

4.5 Spectre en masse invariante dimuon représentant les fonctions spectrales du $\rho+\omega$ dans le vide et dans le milieu [11]. 150

4.6 Spectre en masse invariante dimuon représentant la contribution de la radiation thermique du QGP [11]. 151

4.7 Diagrammes de Feynman, en QCD perturbative (au premier ordre) pour la production de quarks étranges dans un QGP. 152

4.8 Spectre en masse invariante diélectrons de l'expérience NA45/CERES en collisions Pb-Au à 158 A.GeV ajusté avec un « cocktail » hadronique (gauche). Le spectre en masse obtenu est comparé à des modèles théoriques impliquant soit une diminution (courbe bleue), soit un élargissement (courbes rouge et verte) de la masse du ρ [18]. 154

4.9 Excès mesuré par NA60 lors de collisions In-In semi-centrales comparé à deux modèles théoriques [19]. La courbe bleue correspond à une hypothèse d'élargissement de la masse du ρ, et la courbe verte à une hypothèse de diminution de la masse du ρ. La courbe rouge en trait plein représente le ρ dans le vide et la courbe en pointillés rouges est à la contribution du « cocktail » hadronique. La courbe noire en pointillés correspond la contribution du charme ouvert. 155

4.10 Mesure dans la région des basses masses de l'excès en dileptons fournie par NA60 en collisions In-In semi-centrales à 158 A.GeV. Le modèle de R. Rapp est comparé au spectre en masse invariante pour différentes sélections en impulsion transverse (gauche) et à la distribution en impulsion transverse corrigée de l'acceptance pour différentes tranches en masse invariante (droite) de l'excès [20]. 157

4.11 Spectre en masse diélectron ajusté par un « cocktail » hadronique fourni par STAR (gauche) [23] et PHENIX (droite) [24]. 158

4.12 Renforcement d'étrangeté en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ mesuré par ALICE en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV (symboles pleins), STAR en collisions Au-Au à 200 GeV [25] (symboles vides foncés) et NA57 en collisions Pb-Pb à 17.3 GeV (symboles vides clairs). 159

4.13 Rapport $\Phi/(\rho+\omega)$ mesuré dans différentes collisions par NA38 et NA50 en fonction du nombre moyen de participants $\langle N_{\text{part}} \rangle$ (gauche) et de l'impulsion transverse p_T (droite) [29]. 160

4.14 Facteur de modification nucléaire R_{AA} des baryons et mésons étranges et légers en fonction du p_T en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. 160

4.15 Structure du programme d'analyse développé à Lyon pour l'analyse des mésons vecteurs de basses masses. 161

4.16 Nombre d'événements ayant rempli les conditions de déclenchement MUL (gauche) et MLL (droite) en fonction de la centralité. 164

4.17 Nombre moyen de « cluster » par trace et par chambre dans le spectromètre à muons d'ALICE. 166

4.18 Illustration des différentes formes de coupures utilisées dans le plan (χ^2, p×DCA). 168

4.19 Significance obtenue avec l'utilisation de différentes formes de coupures. . 168

4.20 Significance en fonction de $M_{\mu\mu}$ pour différentes coupures en χ^2 et une coupure en p×DCA fixée à 3000. 168

4.21 Significance en fonction de $M_{\mu\mu}$ pour différentes coupures en p×DCA et une coupure en χ^2 fixée à 5. 168

4.22 χ^2 des traces muons en fonction de leur p×DCA. La ligne rouge en pointillés correspond à la coupure appliquée sur le χ^2 dans l'analyse des mésons vecteurs de basses masses. 169

4.23 Significance dans la région des basses masses pour différentes coupures sur l'impulsion des muons. 169

4.24 Rapport entre le nombre de dimuons *LS* reconstruits en données et par la technique du mélange d'événements en fonction de la masse et dans différentes tranches en centralité. La ligne bleue représente le cas idéal, soit un rapport égal à l'unité. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques. 172

4.25 Spectre en masse invariante dimuons reconstruits (cercles noirs) dans différentes tranches en centralité. L'estimation de la contribution du bruit de fond non-corrélé par la méthode du mélange d'événements (trait rouge) est comparée à celle fournie par l'utilisation des muons de même signe (cercles vides bleus). 173

4.26 Rapport signal sur bruit en fonction de la masse invariante dimuon pour différents intervalles en centralité. 173

4.27 Produit de l'acceptance et de l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse du dimuon. 175

4.28 Spectre en masse invariante dimuon reconstruit pour le charme ouvert (gauche) et la beauté ouverte (droite). Ces deux histogrammes sont paramétrisés par les fonctions issues de l'équation 4.17. 176

4.29 Facteur $A \times \varepsilon$ pour les mésons ρ, ω et Φ intégré en p_T en fonction de la centralité (gauche) et intégré en centralité en fonction du p_T du dimuon (droite). 176

4.30 Ajustement du signal obtenu après soustraction du bruit de fond combinatoire avec un « cocktail » hadronique dans la tranche 0-90% dans une échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite). La normalisation de la beauté ouverte est ici un paramètre libre de l'ajustement. 178

4.31 Rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$ en fonction de l'intervalle en masse considéré pour l'ajustement. La valeur du rapport est calculée pour deux jeux de bornes différents : 0.2-5 GeV/c^2 (rouge) et 0.2-9 GeV/c^2 (bleu). 179

4.32 Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique dans différentes tranches en centralité. 180

4.33 Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction du rapport $b\bar{b}/c\bar{c}$ et dans différentes tranches en centralité. . . 181

4.34 Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho + \omega$ (droite) en fonction du rapport des sections efficaces de production du ρ et du ω pour différentes tranches en centralité. 182

4.35 Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction de la quantité de bruit de fond combinatoire soustrait pour différentes tranches en centralité. 182

4.36 Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction du rapport d'embranchement du ω Dalitz pour différentes tranches en centralité. 183
4.37 Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction du rapport $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$ pour différentes tranches en centralité. . . . 184
4.38 Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) pour différents intervalles d'ajustement et différentes tranches en centralité. 184
4.39 Nombre de résonances générées pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) pour différentes coupures en p_T des muons et dans différentes tranches en centralité. 185
4.40 Ajustement du signal obtenu avec des fontions phénoménologiques (gauche) et le « cocktail » hadronique (droite) dans la gamme en masse : $0.45 < M_{\mu\mu} < 2.6$ GeV/c^2 pour les événements les plus centraux. 185
4.41 Rapport entre le nombre de résonances reconstruites par la méthode phénoménologique et avec le « cocktail » pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction de différentes coupures en p_T des muons. 186
4.42 Spectre en masse invariante dimuons en collision p-p à 7 TeV (gauche) [45] et 2.76 TeV (droite). Les deux spectres sont ajustés avec un « cocktail ». 188
4.43 Section efficace du méson Φ en collision p-p à 7 TeV (gauche) [45] et 2.76 TeV (droite) en fonction de l'impulsion transverse. La distribution à 7 TeV est comparée à celles fournies par PHOJET et plusieurs paramétrisations de PYTHIA. 189
4.44 Rapport $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho}+\sigma_{\omega})$ en fonction du nombre moyen de participants à la collision. Les barres correspondent aux erreurs statistiques et les boîtes aux erreurs systématiques 191
4.45 Comparaison entre les rapports $\sigma_{\Phi}/(\sigma_{\rho}+\sigma_{\omega})$ en fonction du nombre moyen de participants à la collision mesuré par les expériences du SPS et par ALICE au LHC [29]. 192
4.46 $\langle N_{\Phi}\rangle/\langle N_{\text{part}}\rangle$ (gauche) et $\langle N_{\rho+\omega}\rangle/\langle N_{\text{part}}\rangle$ (droite) en fonction de N_{part}. Les barres sont les erreurs statistiques et les boîtes les erreurs systématiques. . 194
4.47 Comparaison des valeurs de $\langle N_{\Phi}\rangle/\langle N_{\text{part}}\rangle$ mesurées par ALICE et extrapolées à tout l'espace des phases et différentes mesures réalisées au SPS [57]. 195
4.48 R_{CP} du Φ (rouge) et du $\rho+\omega$ (bleu) en fonction du nombre moyen de participants à la collision. 196
4.49 Distributions dans le plan M-p_T des dimuons générés pour la radiation du QGP (gauche) et pour le $\rho+\omega$ dans le milieu (droite) tirées des calculs venant de [58]. 197

4.50 Distributions dans le plan M-p_T des dimuons reconstruits pour la radiation du QGP (gauche) et pour le $\rho + \omega$ dans le milieu (droite) tirées des calculs venant de [58]. 197

4.51 Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du ρ+ω dans le milieu et la radiation du QGP fixées à la normalisation du ω dans le vide. 198

4.52 Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du $\rho + \omega$ dans le milieu laissée libre et la radiation du QGP fixée à la normalisation du ω dans le vide. Le niveau de la distribution $\rho + \omega$ dans le milieu est trop faible pour être visualisé. 199

4.53 Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du ρ+ω dans le milieu et la radiation du QGP laissées libres. 199

A.1 Représentation schématique d'une collision entre deux noyaux A et B avec un paramètre d'impact b suivant l'axe longitudinal (gauche) et dans le plan transverse (droite). 2

A.2 Coupe transverse d'une collision Pb-Pb avec le modèle de Glauber [5]. . . 4

B.1 Schéma de principe de la sélection en impulsion transverse par le système de déclenchement. 8

Liste des tableaux

1.1 Particules décrites par le MS dans le cadre de neutrinos de masse nulle. . 4

1.2 Principales caractéristiques de plusieurs accélérateurs d'ions lourds. Pour chaque machine sont indiqués les ions les plus accélérés, l'énergie maximale atteinte à ce jour dans le centre de masse, la température et la densité d'énergie atteinte par le milieu. 11

2.1 Luminosité délivrée par le LHC en fonction du système, des années de prise de données et des expériences [27–30]. Les cases marquées d'un $\times$ correspondent aux valeurs non fournies par les références citées. 31

2.2 Caractéristiques géométriques de l'ITS. 42

2.3 Rayons interne/externe, position suivant l'axe Z du faisceau et couverture en η des anneaux du FMD. 47

2.4 Couverture en pseudo-rapidité et angle polaire (°), rayon et position suivant l'axe Z des faisceaux pour les anneaux du VZERO-A et du VZERO-C dans le système de coordonnées de l'expérience ALICE. 51

2.5 Configuration logique du système de déclenchement MB de ALICE en fonction de la période et du système collisionnel. Au moins un signal (i.e. au moins une particule traversant le détecteur considéré) est demandé dans un ou chacun des détecteurs composant la combinaison. Si le déclenchement impose N signaux dans le même détecteur, cette condition est notée « $\times$ N » dans le tableau ci-dessous. La notation SPDo (SPD outlayer) correspond à la dernière couche du SPD uniquement. . . . 54

3.1 Récapitulatif des différents vertex utilisés ($\times$) pour l'analyse du $dN_{ch}/d\eta$ suivant les anneaux du VZERO-A. Les vertex et anneaux marqués d'une (*) sont utilisés pour la calibration. 104

3.2 Récapitulatif des différentes sources d'erreurs systématiques pour l'analyse du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO. 114

3.3 Récapitulatif des différentes sources d'erreurs systématiques prises en compte dans la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ en fonction des détecteurs FMD, SPD et VZERO-A. 118

3.4 Récapitulatif des paramètres d'ajustements des distributions $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité. 119

3.5 Nombre total de particules chargées en fonction du nombre moyen de nucléons participants à la collision $\langle N_{\text{part}} \rangle$. 124

3.6 Nombre moyen de participants à la collision $\langle N_{\text{part}} \rangle$ en fonction de la tranche en centralité [4]. 127

4.1 Masses, canaux de désintégration et rapports d'embranchement des mésons contribuant au spectre en masse invariante dimuon en dessous de 10 GeV/c^2 [35]. 163

4.2 Statistique disponible en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV en terme de paires de muons reconstruites. 170

4.3 Nombres de Φ et de $\rho + \omega$ reconstruits obtenus par l'ajustement du spectre en masse invariante dimuon. 179

4.4 Récapitulatif des erreurs systématiques relatives (%) et de leurs sources fournies par le critère de Barlow pour $N = 2$ et 3 en fonction de la centralité. La dernière ligne correspond à la somme quadratique des erreurs obtenues pour $N = 2$, de ε_{rec} et ε_{trig}. 187

4.5 Erreurs systématiques totales sur le rapport $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$ en fonction de la centralité et du nombre moyen de participants tirés de [55]. 190

4.6 Nombre d'événements de biais minimum équivalent à l'échantillon de données MUL utilisé dans l'analyse. 193

C.1 Récapitulatif des différentes sous-périodes sélectionnées pour l'analyse des mésons vecteurs de basses masses. 11

Introduction

Comprendre, appréhender et maîtriser l'univers dans lequel nous évoluons a toujours été un des leitmotiv de l'Homme au cours de son évolution. Cette volonté de comprendre et de rationaliser son environnement est regroupée sous le terme générique de Sciences. La Physique est donc une science qui a pour but l'étude de la composition et du comportement de la matière ainsi que de ses interactions au niveau le plus fondamental. Cette étude inclut la description et la compréhension de la Nature et des phénomènes naturels, mais comporte un volet prédictif qui met les modèles à l'épreuve de l'expérience. De la physique Aristotélicienne (IVe siècle avant J.C.) en passant par Copernic (XVe siècle après J.C.) et Galilée (XVIIe siècle après J.C.) et jusqu'à Maxwell, Planck et Einstein, la Physique a subi de profondes mutations et est en évolution permanente. En 1935, Popper écrivait :

« La science ne poursuit jamais l'objectif illusoire de rendre nos réponses définitives ou même probables. Elle s'achemine plutôt vers le but infini encore qu'accessible de toujours découvrir des problèmes nouveaux, plus profonds et plus généraux, et de soumettre ses réponses, toujours provisoires, à des tests toujours renouvelés et toujours affinés. »

C'est dans se cadre que s'inscrit la physique expérimentale qui permet de tester et contraindre les théories tout en soulevant de nouvelles questions.

L'une des questions centrales dans notre quête de savoir concerne notre origine et en particulier l'origine même de notre Univers. La théorie la plus communément acceptée est celle du « Big Bang ». L'Univers réduit, dans son état originel, à un point ou singularité serait entré en expansion il y a plusieurs milliards d'années. De ce « Big Bang » est née la matière que nous connaissons et qui nous entoure aujourd'hui. La communauté scientifique moderne cherche en permanence à repousser les limites de notre connaissance sur cette matière, appelée matière nucléaire, et ses différents états. La compréhension de la nature et des propriétés des composants fondamentaux de la matière nucléaire appelés quarks et gluons, nous permet de mieux appréhender et décrire les premiers instants de l'Univers. En effet, l'âge sombre cosmologique interdit toute observation de la naissance de l'Univers. Durant cette période, soit quelques microsecondes après le « Big Bang », le milieu était si dense et si chaud que les quarks et les gluons évoluaient alors librement les uns par rapport aux autres. Cet état de la matière est appelé Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). L'expansion de l'Univers aurait ensuite entraîné son refroidissment et le confinement des quarks et des gluons dans les hadrons constituant la matière nucléaire.

La physique des collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes est née de la coïncidence entre les questions soulevées par l'astrophysique, dont un exemple est cité dans le paragraphe précédent, et la physique nucléaire/hadronique sur les propriétés collectives ou les

conditions d'existence de la matière nucléaire excitée. L'idée est de reproduire les conditions dans lesquelles était l'Univers quelques instants après le « Big Bang ». Pour cela, il est nécessaire d'atteindre une température et/ou une densité permettant de déconfiner la matière nucléaire. Ces « Little Bangs » sont obtenus grâce à l'utilisation d'accélérateurs d'ions lourds et permettent, pour certains, d'atteindre un très court instant la densité d'énergie nécessaire à la création d'un QGP. Un grand nombre d'entre eux ont été mis en fonctionnement au siècle dernier et sont maintenant arrêtés, les deux derniers étant le SPS au CERN et le RHIC à Brookhaven. L'héritier de cette lignée d'accélerateurs est le Large Hadron Collider (LHC) qui bénéficie de l'expérience et des connaissances accumulées par ses prédécesseurs. Il s'agit du plus grand accélérateur jamais construit. Basé au CERN, il dispose d'un programme de physique en collisions proton-proton (p-p) et d'ions lourds (Pb-Pb). L'énergie maximale pouvant être atteinte est de 14 TeV en p-p et 5.5 TeV par nucléon en Pb-Pb. L'expérience ALICE, située sur cet accélérateur, est spécialisée dans l'étude de l'interaction forte et du QGP. C'est dans le cadre de cette expérience que ce manuscrit de thèse a été réalisé.

Pour étudier le QGP en collisions d'ions lourds ultra-relativistes, il est nécessaire de bien comprendre et connaître les conditions initiales et la dynamique globale d'une collision ou encore la densité d'énergie disponible. L'étude de variables globales comme la multiplicité en particules chargées produites à la collision ou encore la centralité de la collision est nécessaire. De plus, la faible durée de vie du QGP n'autorise pas son observation directe. Pour étudier ses propriétés, il faut s'intéresser aux signatures expérimentales laissées dans l'état final par la création d'un tel milieu dense et chaud. Ce travail de thèse aborde, à la fois, l'étude d'une variable globale : la densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$ avec le détecteur VZERO et les sondes du QGP associées aux mésons vecteurs de basses masses (ρ, ω, Φ). L'étude de l'augmentation de l'étrangeté est accessible par la mesure du taux de production du méson doublement étrange Φ par rapport aux mésons ρ et ω. La restauration de la symétrie chirale peut, quant à elle, être étudiée par l'extraction de la fonction spectrale du ρ et de son éventuelle modification. Dans ce travail de thèse, les mésons vecteurs de basses masses seront mesurés à l'aide du spectromètre à muons d'ALICE dans le canal dimuons.

Ce manuscrit résume le travail réalisé au cours de ces trois dernières années et s'articule en quatre chapitres. Chacun d'entre eux commence par un rappel de la table des matières et se termine par les références bibliographiques utilisées pour leur rédaction.

Chapitre 1 :

Dans ce chapitre, on définit le contexte à la fois théorique et expérimental de la physique abordée au cours de ce travail. Ainsi, on peut y trouver une description de la théorie de l'interaction forte, du QGP et une brève description des sondes expérimentales associées. De plus, les raisons motivant l'utilisation des collisions d'ions lourds y sont développées. Enfin, la dynamique ainsi que les effets physiques intervenant lors de telles collisions sont détaillés brièvement.

Chapitre 2 :

L'environnement dans lequel a été exécuté ce travail est décrit ici. On apporte donc des détails sur le LHC et l'expérience ALICE et son environnement de travail. Seuls les points expérimentaux et les détecteurs utilisés dans ce travail sont détaillés. Ceci permet de clairement définir le contexte expérimental de ce travail.

Chapitre 3 :

Ce chapitre présente la première partie des résultats obtenus au cours de cette thèse. Il traite de la mesure de la densité de particules chargées : $dN_{ch}/d\eta$ en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. Après un état des lieux des mesures existantes, les modèles théoriques traitant du sujet et utilisés dans l'analyse sont développés. Ensuite, la technique d'analyse utilisée est exposée. Enfin, le chapitre se conclut avec les mesures obtenues, la comparaison de celles-ci avec des modèles théoriques et des mesures antérieures, une discussion sur l'interprétation des résultats et les perspectives attendues pour une telle mesure.

Chapitre 4 :

Dans cette dernière partie, on décrit l'analyse menée sur les mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. Le début de ce chapitre concerne quelques rappels sur la symétrie chirale et motive l'analyse en exposant les résultats obtenus par des mesures précédemment effectuées (par ALICE ou d'autres expériences). On développe ensuite l'analyse en mettant en avant les choix effectués, leurs justifications et les difficultés rencontrées. Les résultats sont ensuite fournis et comparés à ceux obtenus par le passé. Enfin, le chapitre se termine sur une discussion autour des résultats et les améliorations qu'il est possible d'apporter à ce type d'analyse dans l'avenir.

Chapitre 1

Big Bang, Modèle Standard et recherche du Plasma de Quarks et de Gluons

Sommaire

1.1 Le Big-Bang et l'expansion de l'Univers 2
1.1.1 Le Modèle Standard 2
1.1.2 La matière hadronique 3
1.2 L'interaction forte et la ChromoDynamique Quantique 5
1.2.1 Analogie avec l'ElectroDynamique Quantique 5
1.2.2 Confinement et liberté asymptotique 6
1.3 Le Plasma de Quarks et de Gluons 8
1.4 Création du QGP et collisions d'ions lourds 10
1.4.1 Paramètres de la collision 11
1.4.2 Les scénarii de collisions dans un système A-A 12
1.4.3 Conditions initiales et effets nucléaires en collisions d'ions lourds . . 14
1.4.4 Evolution du système en collisions d'ions lourds 17
1.5 Les observables expérimentales en collisions d'ions lourds 18
1.5.1 Observables globales 19
1.5.2 Sondes molles 19
1.5.3 Sondes dures 21
1.5.4 Hydrodynamique du QGP : le fluide parfait 22
Bibliographie 24

1.1 Le Big-Bang et l'expansion de l'Univers

Les mesures cosmologiques montrent que l'Univers dans lequel nous vivons est en expansion [1] (figure 1.1). On en déduit l'existence d'un moment dans le passé où l'Univers était infiniment petit, un point unique appellé singularité [1]. Ceci est décrit par la théorie du Big Bang [2]. De là sont nées les particules élémentaires dont certaines composent la matière nucléaire ordinaire. Toutes ces particules sont intégrées et classées dans ce qu'on appelle le Modèle Standard (MS).

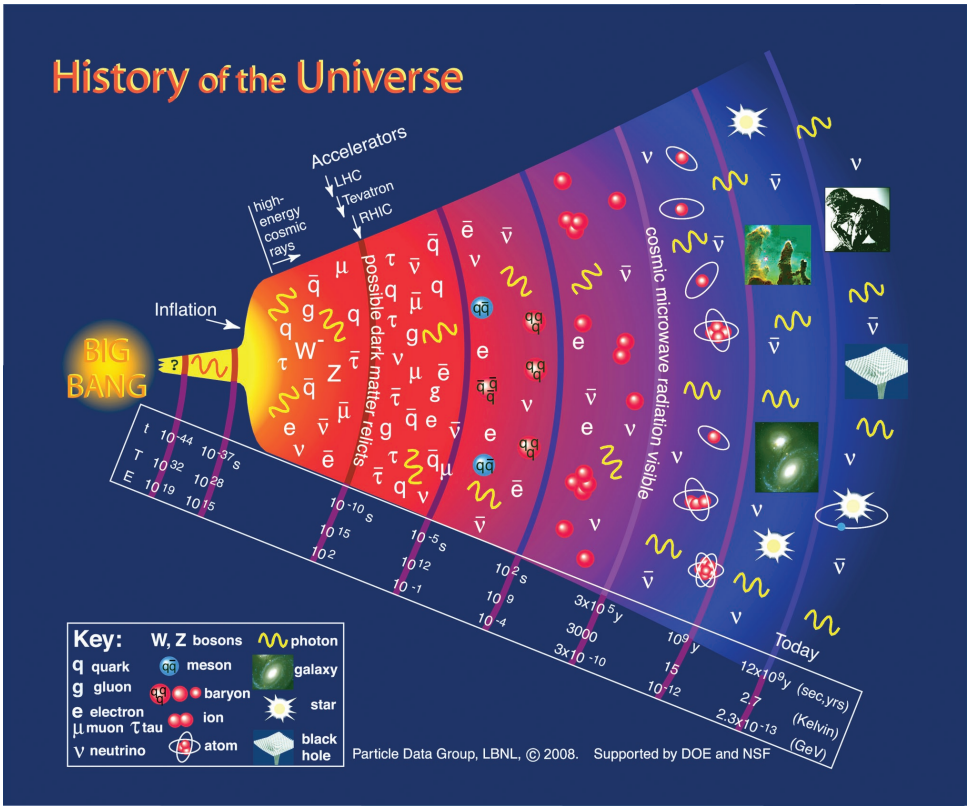


FIGURE 1.1 — Schéma de l'expansion de l'Univers, du Big Bang à nos jours.

1.1.1 Le Modèle Standard

Le MS de la physique des particules décrit les interactions entre les particules élémentaires qui constituent la matière. Il permet de décrire avec précision tous les phénomènes corpusculaires comme les désintégrations nucléaires. Il fut développé durant la seconde moitié du vingtième siècle et sa formulation actuelle a été finalisée dans le milieu des années 70 avec la confirmation expérimentale de l'existence des quarks. La découverte

1. Ces conclusions se placent dans le cadre de modèles couramment acceptés.

récente d'un boson présentant des propriétés similaires à celle du boson de Higgs [3–5] prédite par ce modèle vient confirmer définitivement sa viabilité [6, 7].

Cette théorie est bâtie sur le diptyque particules, interactions. Les particules constituant la matière sont appelées fermions et divisées en deux groupes : les quarks et les leptons. Celles qui sont sensibles aux mêmes forces sont regroupées par famille et chaque force s'exerce par l'échange d'un boson médiateur. Les leptons comme les quarks comptent six particules qui se regroupent par paires ou « générations ». Les particules les plus légères et plus stables appartiennent à la première génération, tandis que les plus lourdes et plus instables constituent la deuxième et la troisième génération. Les particules de deuxième et troisième génération se désintègrent toutes en particules de première génération et ne composent donc pas la matière baryonique usuelle dans l'Univers. À cela s'ajoutent les trois forces fondamentales incluses dans le MS : électromagnétique, faible et forte, représentées par leur boson médiateur respectif. L'ensemble est résumé dans le tableau 1.1. Le MS est une théorie invariante de jauge sous SU(3)×SU(2)×U(1) et possède 19 paramètres libres [2].

Cette théorie n'est pas complète et ne décrit que les particules élémentaires. En effet, elle n'inclut pas la description d'une des quatre forces fondamentales : la gravitation. De plus, elle ne décrit pas la matière noire ou encore la masse des neutrinos. Enfin, un grand nombre d'extensions du MS comme les modèles super-symétriques ou encore les modèles à dimensions supplémentaires sont développés aujourd'hui. Ils ont principalement pour but de résoudre les faiblesses du MS.

1.1.2 La matière hadronique

Dans le cadre du MS, on s'intéresse plus particulièrement aux quarks et à la force forte dont les gluons sont les médiateurs. Les quarks sont aujourd'hui les composants ultimes de la matière et portent une charge fractionnaire de la charge électrique élémentaire e (tableau 1.1). Les quarks et les gluons libres ne sont pas observables expérimentalement. Cependant, ils composent ce qu'on appelle les hadrons qui sont, eux, observables. Ces hadrons sont divisés en deux familles :

- **les baryons** qui sont des triplets de quarks. Les plus connus sont les protons et les neutrons ;
- **les mésons** qui sont une paire de quark-antiquark ($q\bar{q}$). Trois de ces mésons seront à l'étude dans le chapitre 4 : ρ, ω et Φ.

Les quarks sont sensibles à la force forte et sont confinés dans les hadrons. Ceci explique le fait qu'on ne peut les observer libres dans la nature et les raisons de ce confinement seront évoquées dans la suite. Cependant, quelques micro-secondes après le Big-Bang (figure 1.1), la température et la densité d'énergie étaient telles que les quarks et les gluons n'étaient pas sous forme de hadrons. Cette phase est appelée Plasma de Quarks et

2. On rappelle que dans ce modèle la masse des neutrinos est prise comme nulle. L'inclusion de la masse des neutrinos entraîne une augmentation du nombre de paramètres libres dans le modèle. Dans la suite, on considérera uniquement la version originale du MS soit des neutrinos de masse nulle.

Tableau 1.1 — Particules décrites par le MS dans le cadre de neutrinos de masse nulle.

Leptons	1ère génération	2ème génération	3ème génération
Nom	Electron	Muon	Tau
particule/anti-particule	$e^{\pm}$	$\mu^{\pm}$	$\tau^{\pm}$
Charge	± 1	± 1	± 1
Masse	0.511 MeV/c^2	105.7 MeV/c^2	1777 MeV/c^2
Nom	Neutrino électronique	Neutrino muonique	Neutrino tauique
particule/anti-particule	ν_e ou $\bar{\nu}_e$	ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$	ν_τ ou $\bar{\nu}_\tau$
Charge	0	0	0
Masse	0	0	0
Quarks	**1ère génération**	**2ème génération**	**3ème génération**
Nom	Up	Charm	Top
particule/anti-particule	u ou $\bar{u}$	c ou $\bar{c}$	t ou $\bar{t}$
Charge	$\pm 2/3$	$\pm 2/3$	$\pm 2/3$
Masse	$2.3^{+0.7}_{-0.5}$ MeV/c^2	1.275 ± 0.025 GeV/c^2	173.5 ± 1 GeV/c^2
Nom	Down	Strange	Bottom
particule/anti-particule	d ou $\bar{d}$	s ou $\bar{s}$	b ou $\bar{b}$
Charge	$\mp 1/3$	$\mp 1/3$	$\mp 1/3$
Masse	$4.8^{+0.7}_{-0.3}$ MeV/c^2	95 ± 5 MeV/c^2	4.18 ± 0.03 GeV/c^2
Interactions	**Portée**	**Bosons de jauge**	**Masses**
Forte	2.5×10^{-15} m	Gluons (8)	0
Electromagnétique	∞	Photon γ	0
Faible	10^{-18} m	$W^{\pm}$/ Z^0	80.39/91.19 GeV/c^2
Higgs : H (126 GeV/c^2)			

de Gluons (QGP). Pour comprendre les propriétés de cette phase, il faut dans un premier temps se pencher sur les caractéristiques de la force forte décrite dans le MS par la ChromoDynamique Quantique (QCD).

1.2 L'interaction forte et la ChromoDynamique Quantique

1.2.1 Analogie avec l'ElectroDynamique Quantique

Pour comprendre la ChromoDynamique Quantique (QCD), on peut faire une analogie simple avec l'ElectroDynamique Quantique (QED) qui décrit les interactions électromagnétiques dans le modèle standard. La QED est une théorie de jauge Abélienne décrite grâce au groupe unitaire U(1). Le boson vecteur de l'interaction en QED est le photon et le Lagrangien de QED pour une interaction entre un électron et un positron s'écrit comme :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}\,(i\gamma^{\mu} D_{\mu} - m)\,\psi - \frac{1}{4}\cdot F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad , \tag{1.1}$$

où,

- ψ et $\bar{\psi}$ sont les champs représentant des électrons/positrons ;
- γ^{μ} sont les matrices de Dirac ;
- $D_{\mu} = \partial_{\mu} + i\,e\,A_{\mu}$ est la dérivée covariante de jauge avec e la constante de couplage égale à la charge électrique élémentaire et A_{μ} le quadrivecteur potentiel de l'électromagnétisme ;
- m la masse de l'électron/positron ;
- et $F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu}$ est le tenseur électromagnétique.

La première partie du Lagrangien ($\bar{\psi}\,(i\gamma^{\mu} D_{\mu} - m)\,\psi$) décrit la cinématique, la masse et les interactions des fermions lors de leur interaction et la seconde ($\frac{1}{4}\cdot F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$) la propagation libre du champ électromagnétique.

Pour écrire un Lagrangien dans le cadre de la QCD, il faut remplacer le photon par les gluons et les électrons/positrons par les quarks. Cependant, en QCD, le groupe de symétrie utilisé est le groupe SU(3). Les quarks peuvent avoir des masses distinctes (saveur) et portent une charge de couleur. L'introduction de ce nouveau nombre quantique de couleur est motivé par une observation expérimentale. L'observation du baryon Δ^{++}, de spin 3/2 et constitué de trois quarks u dans le même état de spin, violerait le principe d'exclusion de Pauli si ce nombre quantique supplémentaire n'était pas introduit. Il faut noter ici que les hadrons sont neutres de couleur. Ceci signifie que la somme des charges de couleur des quarks qui composent un hadron est toujours nulle [3]. De plus, le groupe de symétrie utilisé impose que les gluons, définis comme des champs vectoriels, soient au nombre de 8. Le Lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{f} \bar{\psi}_{f}\,(i\gamma^{\mu} D_{\mu} - m_{f})\,\psi_{f} - \frac{1}{4}\cdot G_{\mathrm{a}}^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^{\mathrm{a}} \quad , \tag{1.2}$$

3. Une particule neutre de couleur est dite « blanche ».

où l'indice f indique une sommation sur toutes les saveurs de quarks, a est une sommation sur les 8 gluons, m_f est la masse du quark de saveur f et D_μ s'écrit sous la forme :

$$D_\mu = \partial_\mu - i\,g\,A^{\mathrm{a}}_\mu\,t_{\mathrm{a}} \quad . \tag{1.3}$$

Le premier terme de l'équation 1.2 décrit les quarks et leurs interactions avec les gluons via le terme de couplage de Yukawa :

$$\sum_f \bar{\psi}_f\,g\,A^{\mathrm{a}}_\mu\,t_{\mathrm{a}}\,\gamma^\mu\,\psi_f \quad , \tag{1.4}$$

où t^{a} s'exprime avec les matrices de Gell-Mann λ^{a} : $t^{\mathrm{a}} = \lambda^{\mathrm{a}}/2$. Le second terme est le tenseur de champ de gluons défini comme :

$$G^{\mathrm{a}}_{\mu\nu} = \partial_\mu\,A^{\mathrm{a}}_\nu - \partial_\nu\,A^{\mathrm{a}}_\mu + g f^{\mathrm{abc}}\,A^{\mathrm{b}}_\mu\,A^{\mathrm{c}}_\nu \quad . \tag{1.5}$$

Les cœfficients f^{abc} sont les constantes de structure de SU(3) et g est la constante de couplage nue de l'interaction forte. La première partie du tenseur $(\partial_\mu\,A^{\mathrm{a}}_\nu - \partial_\nu\,A^{\mathrm{a}}_\mu)$ est analogue à la QED et décrit la propagation du champ de gluons (*i.e.* la cinématique des gluons). Le dernier terme $(g f^{\mathrm{abc}}\,A^{\mathrm{b}}_\mu\,A^{\mathrm{c}}_\nu)$ provient du caractère non Abélien de la QCD et traduit la capacité des gluons à auto-interagir. Cette différence majeure entre la QCD et la QED vient du fait que les gluons portent une charge de couleur alors que les photons ne portent pas de charge électrique. Ce couplage du champ de couleur avec lui-même engendre le confinement c'est à dire qu'il est impossible d'envisager le gluon comme une particule libre. Le vide de la QCD est alors non trivial [4].

1.2.2 Confinement et liberté asymptotique

De la description de l'interaction forte par la QCD découle plusieurs propriétés intéressantes telles que le confinement de la couleur et la liberté asymptotique.

1.2.2.1 La constante de couplage α_s

Les calculs de QCD mènent à des divergences et une renormalisation de la théorie est donc nécessaire. La constante de couplage nue g n'a pas de sens physique sans l'inclusion des corrections radiatives dans le calcul. En fixant l'échelle d'énergie fondamentale de QCD à la valeur expérimentale ($\Lambda_{QCD} \sim 200$ MeV), l'utilisation de telles corrections permet d'obtenir la constante de couplage α_s qui s'exprime au plus bas ordre en théorie des perturbations :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\,\pi}{11\,N_c - 2\,N_f \ln\frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}} \quad . \tag{1.6}$$

4. La non trivialité du vide de QCD provient de l'apparition d'un condensat de gluons.

N_c et N_f sont respectivement le nombre de couleurs et le nombre de saveurs. Grâce à l'équation 1.6, on peut étudier le comportement de α_s en fonction de Q^2 (figure 1.2). Cette constante de couplage α_s caractérise l'intensité de l'interaction entre deux particules colorées. Dans le cas de QCD, et contrairement à QED, α_s décroît lorsque Q croît. En d'autres termes, α_s croît avec la distance $r \sim 1/Q$ qui sépare les quarks. Ceci suggère deux régimes : le confinement des quarks et des gluons dans les hadrons et la liberté asymptotique. Une énergie de 1 GeV correspond à une distance d'environ 1 fm, soit l'ordre de grandeur de la taille d'un hadron. En dessous de 1 GeV on est donc dans le régime du confinement de la couleur et au-delà de 1 GeV on se trouve dans le régime de la liberté asymptotique.

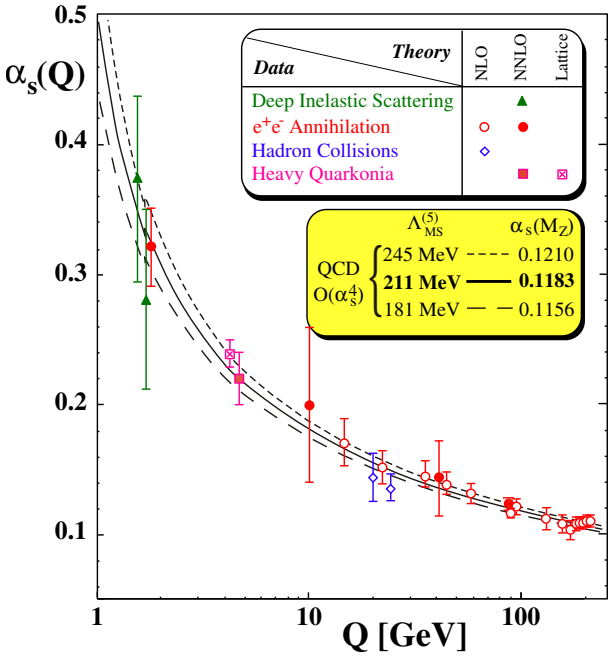


FIGURE 1.2 — Constante de couplage α_s en fonction du moment transféré Q [8].

1.2.2.2 La liberté asymptotique

A grandes énergies, donc à petites distances, la constante de couplage α_s devient très faible (figure 1.2). Dans ce régime dit de liberté asymptotique, les quarks proches sont quasi-libres et interagissent faiblement entre eux. Enfin, la faible valeur de α_s (*i.e.* fort moment transféré Q par rapport à Λ_{QCD}) autorise un traitement perturbatif des calculs basés sur un développement en puissance de α_s.

1.2.2.3 Le confinement

A petites énergies, donc à de grandes distances (*i.e.* supérieur à 1 fm), la constante de couplage α_s diverge et l'interaction entre quarks est forte. Par ailleurs, il est impossible

de les séparer[5]. En effet, les seuls objets existant dans la nature sont des hadrons blancs qui sont une combinaison de quarks colorés. On appelle cette propriété le confinement de la couleur.

Pour mieux comprendre le confinement, on peut introduire le potentiel $V(r)$ auquel est soumis une paire de quarks dans un hadron en fonction de la distance entre quarks r. D'une façon approchée :

$$V(r) \simeq -\frac{\alpha_s}{r} + \sigma r \quad . \tag{1.7}$$

Comme l'indique l'équation 1.7, le potentiel suit deux comportements particuliers. À petite distance ($r \to 0$), le terme Coulombien ($1/r$) domine, le couplage devient faible et les quarks sont quasi-libres : c'est la liberté asymptotique. Cependant, lorsque la distance entre quarks devient grande ($r \to \infty$), le terme en σr est prépondérant. Dans ce cas, σ est assimilable à la tension d'une corde et traduit l'effet du confinement pour les grandes distances. En effet, il faudrait alors une énergie infinie pour séparer deux quarks. Ainsi, lorsque deux quarks sont trop éloignés, l'énergie est suffisante pour créer une paire $q\bar{q}$. Par conséquent, la distance inter-quarks diminue, le potentiel revient dans un domaine de plus faible intensité et les quarks restent confinés dans les hadrons.

Il faut noter que dans le cadre de ce régime et donc d'une constante de couplage divergente, la théorie des perturbations ne s'applique plus. Pour faire les calculs, il faut utiliser des théories effectives ou encore la QCD sur réseau. De plus, la tension de la corde σ dépend en réalité de la température T. Les calculs sur réseau montrent que pour une température critique $T_c \sim 155$ MeV [9] la tension de la corde tend vers 0. Les quarks et les gluons ne sont plus confinés dans les hadrons. On atteint une transition de phase se traduisant par un nouvel état de la matière appelé QGP.

1.3 Le Plasma de Quarks et de Gluons

La transition de phase impliquant le déconfinement des quarks et des gluons hors des hadrons est prédite pas les calculs de QCD sur réseau (ℓQCD) [10–12]. Pour faire de tels calculs et contourner la difficulté posée par la divergence de la constante de couplage α_s pour les faibles moments transférés, la QCD sur réseau discrétise l'espace-temps sur une grille. En ce qui nous concerne : les calculs à température finie, cette technique permet la connexion avec la physique statistique. Par l'évaluation de la fonction de partition $\mathcal{Z}(T, V, \mu_B)$[6], il est possible de calculer les grandeurs thermodynamiques usuelles (densité d'énergie ε, pression p, énergie libre f, etc.). L'évolution de ces grandeurs en fonction de la température permet d'étudier une éventuelle transition de phase.

5. À partir d'une certaine distance inter-quarks, l'énergie est suffisante pour créer une paire $q\bar{q}$ entre les deux quarks qu'on tente de séparer.

6. T est la température, V le volume et μ_B le potentiel chimique baryonique.

1.3.0.4 Prédictions de ℓQCD et transition de phase

La première hypothèse émise, sur la nature du QGP, fut celle d'un gaz parfait. La ℓQCD permet l'étude des grandeurs thermodynamiques du QGP et peut donc calculer, entre autres, l'évolution de la pression (p) et de la densité d'énergie (ε) normalisés en fonction de la température (figure 1.3) dans la limite d'un potentiel chimique baryonique nul. Les calculs sont conduits sur des réseaux plus ou moins fins et les flèches représentent la limite de Stefan-Boltzmann attendue pour un gaz parfait. À partir d'une certaine température, l'évolution des courbes de pression et de densité d'énergie change radicalement. Il y a donc une augmentation forte du nombre de degrés de liberté du système soit une transition de phase de la matière hadronique. La température critique du milieu obtenue est d'environ 155 MeV, ce qui correspond à une densité d'énergie ε autour de 0.3 GeV/cm^3 [12]. Cependant, pour $T > 2T_c$, les valeurs de p/T^4 et ε/T^4 obtenues sont 15 à 20% plus basses que la limite de Stefan-Boltzmann pour les gaz parfaits. L'écart à cette limite est dû aux interactions entre les constituants de la phase déconfinée.

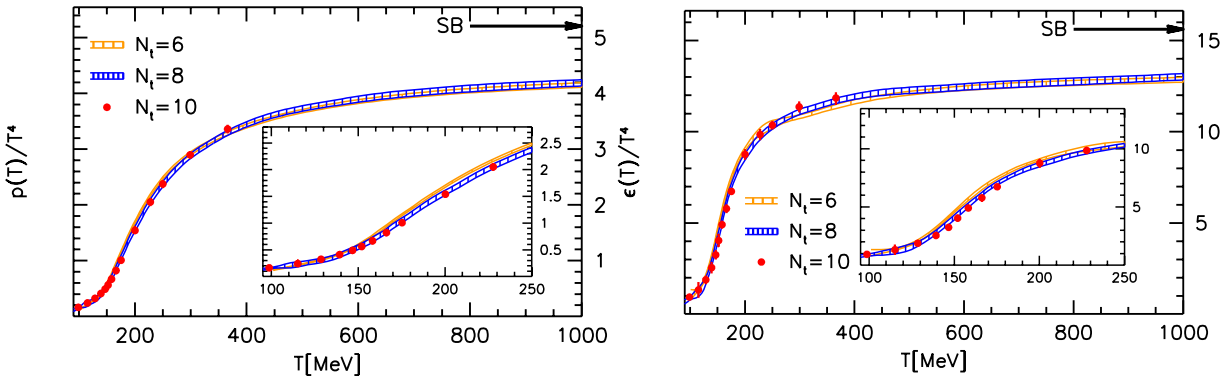


FIGURE 1.3 — Evolution de la pression p (gauche) et de la densité d'énergie ε (droite) sur T^4 en fonction de la température venant des calculs sur réseau [12].

Une seconde transition de phase est prédite par QCD et est liée à la symétrie chirale. Dans l'hypothèse de quarks de masse nulle, la symétrie chirale est une symétrie exacte du Lagrangien de QCD. L'introduction de la masse des quarks induit une brisure explicite [7] de cette symétrie. On verra qu'il y a aussi une brisure spontanée de la symétrie chirale [8]. Les calculs sur réseau prédisent une restauration de cette symétrie à une température critique proche de celle de déconfinement. Il faut noter que les températures critiques de déconfinement et de restauration de la symétrie chirale sont proches lorsque $\mu_B \to 0$, mais ce n'est pas forcément le cas pour des potentiels chimiques baryoniques finis. On reviendra plus en détail sur la symétrie chirale, les implications de sa brisure et la restauration de cette symétrie dans le chapitre 4.

7. Cette brisure est due au terme de masse dans le Lagrangien où $m_u \neq m_d$.
8. La masse des partenaires chiraux est alors différente. C'est de loin le terme prépondérant concernant la magnitude de la brisure de la symétrie chirale.

1.3.0.5 Diagramme de phase

Ce nouvel état de la matière qu'est le QGP est prédit par ℓQCD. On peut donc établir un diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température T et du potentiel chimique baryonique μ_B (figure 1.4). À faible température et pour μ_B autour de 900 MeV, on retrouve la matière nucléaire ordinaire. Elle est incluse dans une phase plus large appelée phase hadronique où les quarks et les gluons sont confinés dans les hadrons. Puis, en augmentant T et/ou μ_B, on arrive progressivement à une transition de phase. En accord avec les prédictions de ℓQCD, la transition de phase est attendue comme étant de type « crossover » (douce) pour les faibles valeurs de μ_B. L'existence d'un point critique est aussi prédite et des efforts ont été fournis au RHIC pour en déterminer la position. Enfin, à grand μ_B, une phase supraconductrice de couleur est attendue.

Figure 1.4 — Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et du potentiel baryonique.

1.4 Création du QGP et collisions d'ions lourds

On a déjà évoqué l'existence d'un QGP quelques microsecondes après le Big Bang (section 1.1). Cependant, le découplage rayonnement-matière de l'Univers eut seulement lieu $3{\cdot}10^5$ ans après le Big Bang. Ainsi, lors de la formation du QGP, l'Univers était totalement opaque ce qui rend l'étude du QGP par des moyens cosmologiques impossible.

De même l'existence du plasma de quarks et gluons est prédite, par certains modèles, au cœur des étoiles à neutrons où la densité baryonique est suffisamment élevée. Pour des raisons évidentes, une étude expérimentale du QGP y est impossible.

Afin d'étudier le QGP, on doit donc chercher à le reproduire artificiellement en laboratoire. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes auprès d'accélérateurs tels que le SPS, le RHIC ou le LHC permettent d'atteindre les températures et les densités d'énergies nécessaires à la création d'un QGP. La technologie pour procéder à de telles collisions peut être de deux types : sur cibles fixes (AGS, SPS) ou en collisionneurs (RHIC, LHC). La première méthode permet d'obtenir de très grandes luminosités par rapport à la seconde. Cependant, l'utilisation d'un collisionneur, permet de faire coïncider le référentiel du centre de masse et du laboratoire. De plus, l'énergie dans le centre de masse atteinte en collisionneur est deux fois supérieure à celle atteinte sur cible fixe pour une énergie de faisceau équivalente. Les principales caractéristiques de plusieurs accélérateurs d'ions lourds sont résumées dans le tableau 1.2.

Tableau 1.2 — Principales caractéristiques de plusieurs accélérateurs d'ions lourds. Pour chaque machine sont indiqués les ions les plus accélérés, l'énergie maximale atteinte à ce jour dans le centre de masse, la température et la densité d'énergie atteinte par le milieu.

Machine	AGS	SPS	RHIC	LHC
Lieu	BNL	CERN	BNL	CERN
Mode	Cible fixe	Cible fixe	Collisionneur	Collisionneur
Années	1992	1994	2001	2010
Ions	Au	Pb	Au	Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	4.8	17.3	200	2760
T [MeV]	~150	~190	~230	~260
ε [GeV/fm^3]	~1.5	~3.5	~5.5	~15

1.4.1 Paramètres de la collision

En collisions d'ions lourds, des paramètres comme la géométrie de la collision ou la rapidité sont très importants car d'eux dépendent la physique observée.

La centralité traduit le recouvrement transverse des deux noyaux incidents à la collision (figure 1.5). Dans le cadre d'un modèle de Glauber [13, 14] (voir Annexe A), on peut définir trois quantités : le paramètre d'impact, le nombre de nucléons participants à la collision N_{part} et le nombre de collisions binaires N_{coll}. Le paramètre d'impact b représente la distance entre les centres des deux noyaux incidents dans le plan transverse. Plus b est faible, plus le recouvrement est important et plus la collision est dite centrale. Pour des valeurs de b grandes, on parlera de collisions périphériques. N_{part} est défini par le nombre de nucléons présents dans la zone de recouvrement des deux noyaux. N_{coll} donne le nombre de collisions binaires entre nucléons participants.

Le plan de l'événement est le plan qui contient l'axe du faisceau et le petit axe de l'ellipse formée par le recouvrement des deux noyaux (figure 1.6). Il est très difficile

d'accéder expérimentalement à l'orientation exacte du plan de l'événement. On approxime alors ce dernier au **plan de réaction**. Ce plan est défini par l'axe du faisceau et le paramètre d'impact de la collision (figure 1.6). Cette grandeur est importante pour l'étude des phénomènes collectifs en collisions d'ions lourds (voir section 1.5.2) ou pour toute observable fonction de l'azimut.

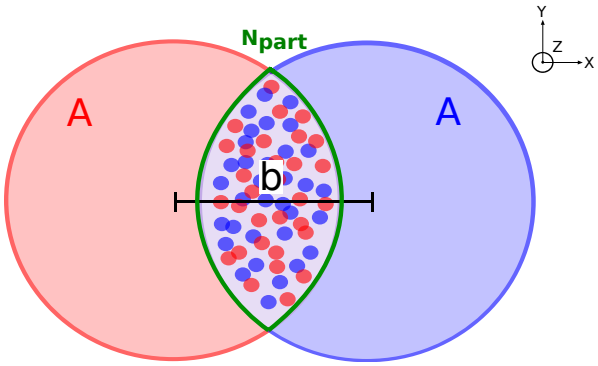


Figure 1.5 – Schéma d'une collision d'ions lourds (A-A) dans le plan transverse [9].

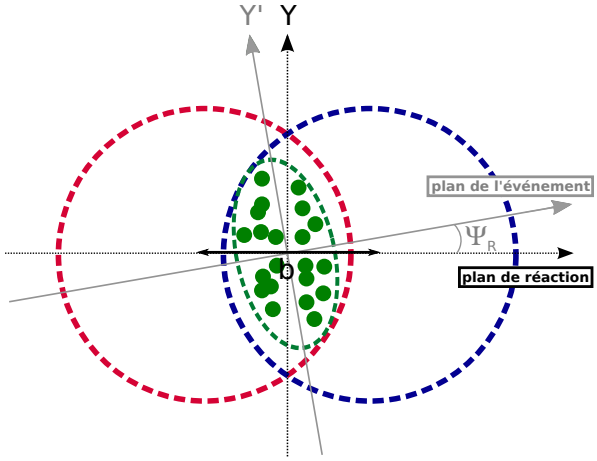


Figure 1.6 – Schéma du plan de réaction et du plan de l'événement.

La rapidité est définie comme :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad . \tag{1.8}$$

où E et p_z sont les composantes du quadri-vecteur énergie-impulsion $\vec{p} = (E, p_x, p_y, p_z)$. Les mécanismes de production ainsi que les densités de particules produites dépendent de cette variable. Expérimentalement, la grandeur la plus facilement accessible est la pseudo-rapidité η [10] :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad , \tag{1.9}$$

avec θ l'angle d'émission polaire de la particule. Dans la limite ultra-relativiste y et η sont équivalentes.

1.4.2 Les scénarii de collisions dans un système A-A

1.4.2.1 Scénario de Landau : pouvoir d'arrêt

La théorie de Landau [15] de l'évolution d'une collision d'ions lourds fait l'hypothèse que les deux noyaux sont opaques l'un par rapport à l'autre. Ainsi, lors de collisions

9. Le paramètre d'impact b est la distance entre les centres des deux noyaux et la zone de recouvrement (vert) définie le nombre de nucléons participants à la collision N_{part}.

10. En effet, l'identification des particules est nécessaire pour y mais pas pour η.

centrales (*i.e* fort recouvrement des noyaux), toute l'énergie cinétique des noyaux est déposée dans le volume d'interaction et les noyaux sont complètement détruits : c'est le pouvoir d'arrêt. Par la suite, l'expansion du milieu est considérée adiabatique (*i.e.* l'entropie est constante) et traitée hydrodynamiquement. L'équation d'état utilisée est celle d'un gaz parfait relativiste et, par conséquent, mène à un nombre de particules produit directement proportionnel à l'entropie initiale. Les calculs hydrodynamiques, faits sous de telles hypothèses, montrent que la distribution $dN_{ch}/d\eta$ est attendue Gaussienne.

1.4.2.2 Scénario de Bjorken : transparence

Une approche différente de celle de Landau a été proposée par Bjorken [16]. Les noyaux sont ici transparents l'un par rapport à l'autre et se traversent durant la collision en perdant une partie de leur énergie lors de la collision (figure 1.7). Autour de $y = 0$, l'asymétrie baryon/anti-baryon est nulle et la poussée de Lorentz (« boost » de Lorentz) est invariante. Pour la distribution de particules produites dN/dy, on assiste donc à l'établissement d'un plateau dans cette région en rapidité. L'expansion du milieu et son évolution sont modélisées par l'hydrodynamique. Enfin, ce scénario permet d'estimer la densité d'énergie nécessaire à la création du QGP et prédit ε =1-10 GeV/fm^3. On montrera dans la section 1.4.3 que cette valeur est largement atteinte au LHC.

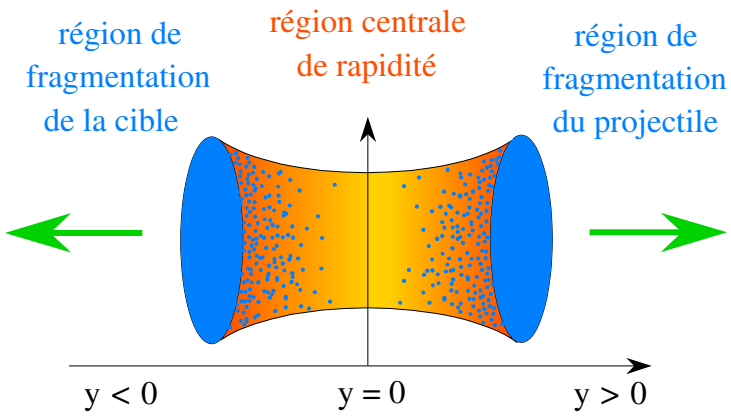


Figure 1.7 — Schéma d'une collision suivant le scénario de Bjorken.

1.4.2.3 Scénario au LHC

La concurrence entre le phénomène de transparence et de pouvoir d'arrêt peut être quantifiée par la mesure de l'asymétrie baryon/anti-baryon (densité baryonique nette) et la perte de rapidité δy (figure 1.8). À basse énergie (AGS), la densité nette de protons a une forme Gaussienne comme le prévoit le scénario de Landau. Les collisions sont donc fortement soumises au pouvoir d'arrêt. Puis, plus l'énergie augmente, plus la densité nette autour de $y = 0$ diminue et favorise un mécanisme de transparence. Par conséquent, plus l'énergie est grande, plus le mécanisme de transparence devient prédominant devant le

pouvoir d'arrêt. Un autre argument renforçant cette conclusion vient de la mesure de la perte de rapidité δy définie comme :

$$\delta y = y_b - \frac{2}{N_{\text{part}}} \int_0^{y_b} y \frac{dN_{B-\bar{B}}}{dy} \, \mathrm{d}y \quad , \tag{1.10}$$

où y_b est la rapidité du faisceau, N_{part} est le nombre de nucléons participant à la collision défini dans la section 1.4.3 et $dN_{B-\bar{B}}/dy$ est la densité baryonique nette. La comparaison des mesures faites de l'AGS au RHIC [17–21] montre un changement de comportement évident à partir des énergies du SPS. Au delà des ∼17 GeV atteint au SPS, la perte de rapidité enregistrée est bien plus faible. Les collisions sont donc plus transparentes.

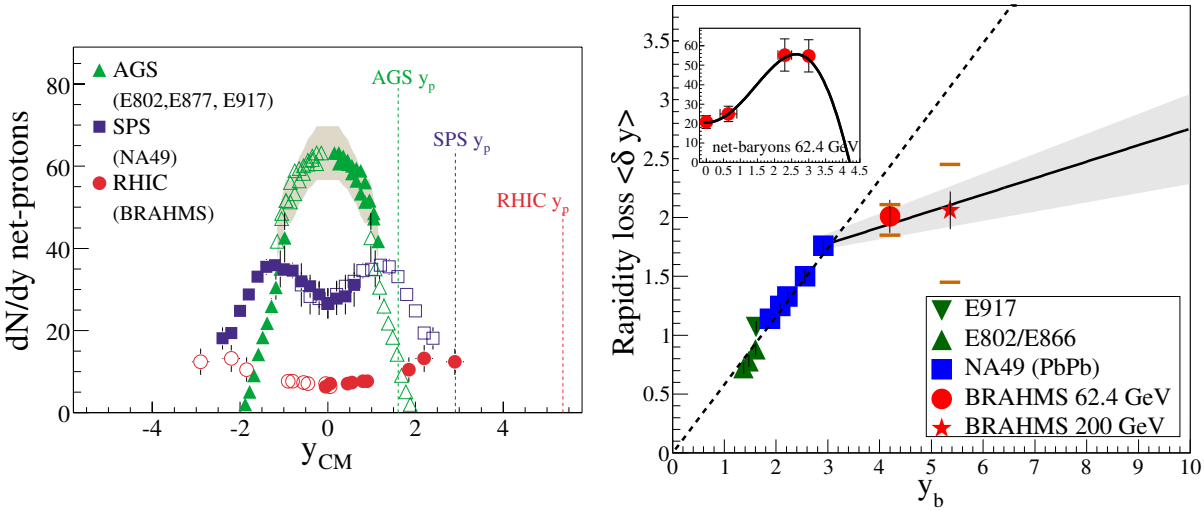


FIGURE 1.8 – Densité de protons nette en fonction de la rapidité (gauche) et perte de rapidité δy en fonction de la rapidité du faisceau y_b (droite) à l'AGS [17–19], au SPS [20] et au RHIC [21].

Au LHC, la mesure de δy est difficile à cause de la couverture en rapidité limitée. Cependant, l'énergie étant bien plus élevée qu'au RHIC, le mécanisme de transparence est attendu comme largement dominant.

1.4.3 Conditions initiales et effets nucléaires en collisions d'ions lourds

Les conditions initiales sont très importantes en collisions d'ions lourds et sont définies par le temps de formation τ_0 débutant à $t = 0$ et $z = 0$. Elles traitent notamment de la géométrie de la collision et de la densité d'énergie atteinte. Elles sont la scène de plusieurs effets nucléaires et fixent certaines observables globales. Lors de collisions d'ions lourds ultra-relativiste comme celles du LHC, la contraction des longueurs fait que les deux noyaux sont vus comme deux « galettes » dans le référentiel du laboratoire et la fraction x de l'impulsion portée par chaque parton est faible. Les fonctions de distribution de partons (PDF : Parton Distribution Function) des différentes particules élémentaires

dépendent fortement de x (figure 1.9) et sont dominées par celle des gluons à petit x. Ainsi, au LHC, lors des collisions d'ions lourds, les interactions gluons-gluons prédominent.

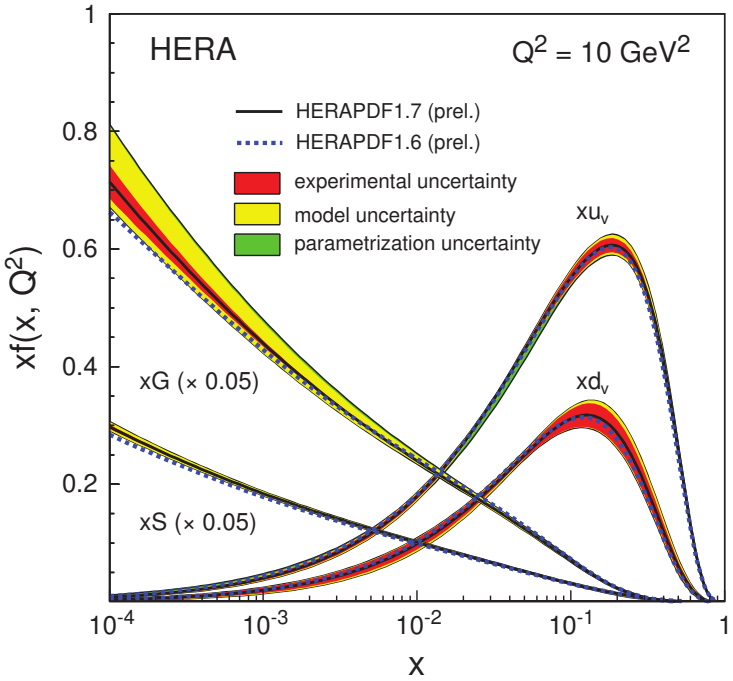


FIGURE 1.9 — Fonction de distribution partonique des quarks et des gluons en fonction de x [22,23].

Il est important de pouvoir différencier les effets nucléaires chauds (*i.e.* les effets liés à la formation d'un QGP) et les effets nucléaires froids correspondant aux effets nucléaires présents lorsqu'il n'y a pas formation du QGP. Les collisions p-A ou A-A périphériques doivent permettre de les isoler.

1.4.3.1 Absorption nucléaire normale

Cet effet concerne notamment les hadrons lourds dont le nombre quantique de saveur est nul : les quarkonia (paire $q\bar{q}$). Ces hadrons, lors de leur création se propagent dans le noyau et peuvent interagir avec les nucléons qui le composent. Les multiples diffusions inélastiques qu'ils subissent peuvent aboutir à une dissociation de ces quarkonia. L'amplitude de cet effet, présent en collisions d'ions lourds, peut être estimée à l'aide de collisions p-A. Ceci permet de dissocier l'impact de l'absorption nucléaire normale et la fonte des résonances de quarks lourds due à la présence du QGP (voir section 1.5.3).

1.4.3.2 L'effet Cronin

Lors des collisions, un parton subit de multiples diffusions élastiques sur les partons du noyau arrivant en sens opposé. Ceci conduit à une augmentation de son impulsion

transverse moyenne. Ainsi, l'effet Cronin a pour conséquence un plus faible taux de production de hadrons de bas p_T en collisions A-A et p-A qu'en collisions p-p. Inversement, la production de hadrons de plus haut p_T augmente. Cependant, aux énergies du LHC, l'effet Cronin sur le spectre en p_T des hadrons est prédit comme faible à mi-rapidité et négligeable aux rapidités vers l'avant [24].

1.4.3.3 L'écrantage nucléaire ou « shadowing »

Les collisions noyau-noyau s'effectuent au niveau partonique et la connaissance des distributions de partons à l'intérieur du noyau est essentielle. Ces distributions permettent d'estimer différentes caractéristiques de la phase initiale de la collision. Cependant, les interactions entre nucléons modifient la fonction de distribution de partons du noyau. Cette dernière ne correspond pas à la somme des fonctions de distributions de partons qui composent le noyau. L'effet sur la PDF d'un noyau de A nucléons est caractérisé, pour un parton j, par le facteur d'écrantage nucléaire $\mathcal{R}_j^A$ [11]. Quand $\mathcal{R}_j^A$ est égal à l'unité, la PDF du noyau est équivalente à celle de A nucléons libres. Si $\mathcal{R}_j^A > 1$, on assiste à un phénomène d'anti-écrantage ou « anti-shadowing ». Les fonctions d'ondes des nucléons interfèrent de manière constructive. Enfin, si $\mathcal{R}_j^A < 1$, l'interférence est destructive et on obtient le phénomène inverse : un écrantage ou « shadowing ». Aux énergies du LHC, l'impulsion longitudinale transférée x aux partons est faible ($\simeq 10^{-4}$) [25] et on attend un fort effet de « shadowing ».

1.4.3.4 Le Color Glass Condensate (CGC)

Le Color Glass Condensate (CGC) [26] est un modèle créé pour reproduire l'augmentation de la densité de gluons observée à petit x (figure 1.9) [22, 23, 27]. La figure 1.10 résume le concept du modèle CGC. À grand x, les nucléons sont représentés par trois quarks de valence. À mesure que x diminue et/ou Q^2 augmente, la densité de gluons augmente proportionnellement à $\alpha_s \cdot \ln(1/x)$. Ces gluons sont colorés et confinés dans le noyau et soumis à un potentiel de même forme que les quarks. Leur évolution est soumise à la dilatation du temps de Lorentz, ils sont donc quasi-immobiles par rapport à l'échelle de temps d'une collision. À partir d'une échelle de saturation Q_s^2, la densité de gluons est telle que les fonctions d'ondes de ces derniers se recouvrent. Ceci permet la recombinaison des gluons par un mécanisme de fusion. Le CGC décrit donc un milieu coloré, figé dans le temps et dont les états quantiques fortement peuplés permettent de faire l'analogie avec un condensat de Bose-Einstein. C'est pourquoi on appelle cet état un condensat de verre de couleur ou CGC. Enfin, lorsque deux gluons se recombinent

11. Le facteur d'écrantage nucléaire dépend des PDF du noyau ($f_j^A(x,Q^2)$) et du nucléon libre ($f_j^N(x,Q^2)$) où x est la fraction d'impulsion longitudinale transférée au parton j et Q^2 est l'échelle d'énergie.

$$\mathcal{R}_j^A = \frac{f_j^A(x,Q^2)}{A \cdot f_j^N(x,Q^2)} \quad . \tag{1.11}$$

autour de Q_s^2, la densité de gluons du noyau devient inférieure à la somme des densités des gluons libres : c'est le « shadowing ». Par conséquent, le CGC apporte une explication naturelle au phénomène d'écrantage nucléaire observé à petit x.

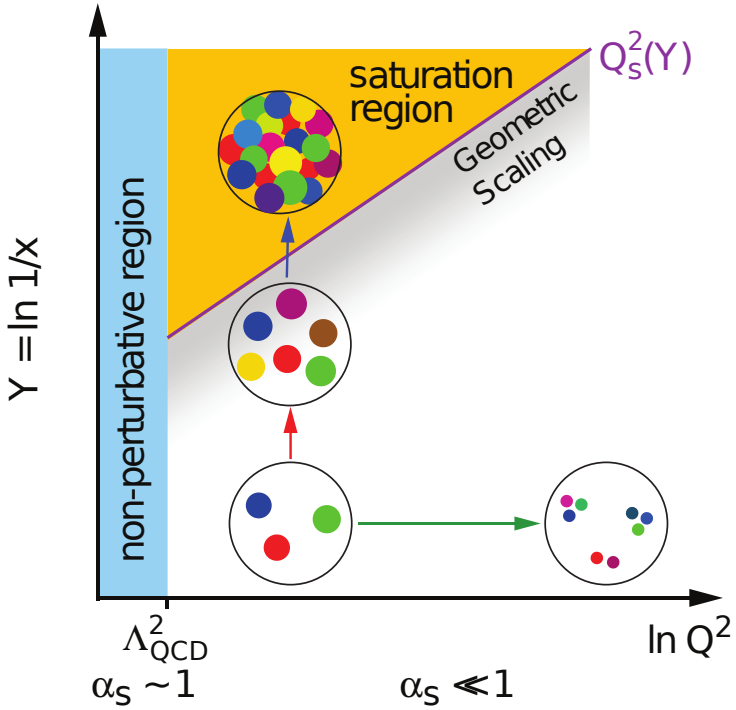


FIGURE 1.10 — Description schématique de l'évolution du milieu nucléaire en fonction de x et Q^2 dans le cadre du CGC [28].

1.4.4 Evolution du système en collisions d'ions lourds

L'évolution spatio-temporelle des collisions d'ions lourds (figure 1.11) peut être décrite à l'aide du modèle proposé par Bjorken [16]. On peut identifier plusieurs étapes dans cette évolution.

L'impact initial entre les noyaux incidents produit un grand nombre de quarks légers et de gluons par des processus mous. C'est à ce moment qu'ont aussi lieu les interactions dures entre partons qui aboutiront à la formation de quarks lourds, de photons directs et de gerbes. La multiplicité de particules chargées est définie lors de cette phase.

La thermalisation du milieu intervient pour les quarks légers et les gluons et caractérise le QGP. Les particules produites par processus durs vont interagir avec le milieu et fourniront des sondes intéressantes pour l'étude du QGP. La durée de vie du QGP, dépend de la densité d'énergie et de la taille du système.

L'hadronisation est l'étape suivante. L'expansion du milieu et son refroidissement jusqu'à la température critique T_c entraîne à nouveau une transition de phase vers un état confiné.

On obtient alors un gaz de hadrons chauds. La composition chimique du système est maintenant fixée et les collisions inélastiques cessent : c'est le gel chimique. Peu à peu, le milieu se dilue et se refroidit, les interactions entre hadrons cessent (*i.e.* fin des interactions élastiques) et les propriétés cinématiques des hadrons sont figées : c'est le gel cinématique ou thermique. Par la suite, les hadrons voyagent vers les détecteurs et certains, de courte durée de vie, se désintègrent en vol.

Au LHC, la densité baryonique est très faible et la température atteinte lors de la collision est très supérieure à la température critique de transition de phase. On s'approche donc des conditions de l'Univers primordial quelques microsecondes après le Big Bang. Ce collisionneur est donc un outil idéal pour l'étude du QGP.

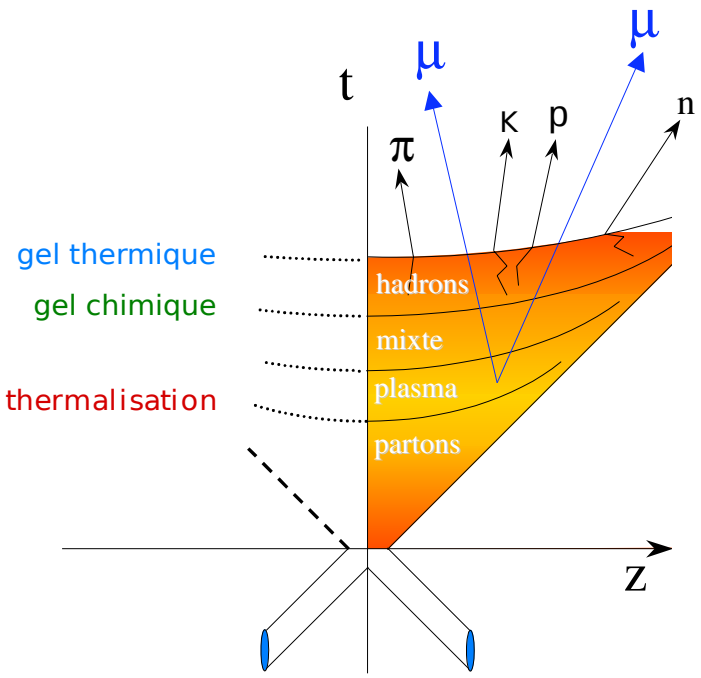


FIGURE 1.11 — Vue schématique de l'évolution temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes selon le modèle de Bjorken.

1.5 Les observables expérimentales en collisions d'ions lourds

Du fait de sa faible durée de vie, le système créé à l'instant de la collision et donc le QGP ne sont pas expérimentalement accessibles. Seuls les produits de la collision (*i.e* les particules produites) peuvent être étudiés pour mettre en évidence le plasma de quarks et gluons et ses propriétés. On classera les observables étudiées en trois catégories : les observables globales, les observables molles (sondes molles) et les observables dures (sondes dures).

1.5.1 Observables globales

Les observables globales ne sont pas des sondes du QGP à proprement parler. Elles fournissent des informations globales sur les caractéristiques du système et en reflètent ses propriétés aux tous premiers instants de la collision. Ce type d'observable est fortement lié aux conditions initiales de la collision. Les densités de particules chargées ou d'énergie transverse par unité de pseudo-rapidité sont à classer dans cette catégorie. La première est largement développée dans le chapitre 3. En mesurant le $dN_{ch}/d\eta$, on peut, entre autres, remonter à la densité d'énergie du système à la collision. En effet, en utilisant le modèle de Bjorken [16] pour les collisions d'ions lourds, on a :

$$\varepsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{\pi R^2 \tau_0} \frac{dN}{dy}\Big|_{y=0} \quad , \tag{1.12}$$

où R est le rayon du noyau, τ_0 le temps de thermalisation du système, $\langle m_T \rangle$ la masse transverse moyenne et dN/dy est le nombre de particules émises par unité de rapidité. Les mesures d'ALICE effectuées en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV mènent à une valeur de la densité d'énergie ε de l'ordre de 15 GeV/fm^3. Cette valeur est trois fois supérieure à celle de RHIC et bien au delà de la densité d'énergie nécessaire prédite par Bjorken pour la création d'un QGP (de l'ordre du GeV/fm^3).

1.5.2 Sondes molles

Les observables de basse énergie sont relatives aux processus à faible moment transféré. Elles se décomposent en deux parties : les observables électromagnétiques résultant de la désintégration de particules en photons et/ou leptons et les sondes douces du QGP. Ces dernières reflètent la physique au moment de l'hadronisation, mais la phase chaude de QGP peut les influencer.

1.5.2.1 Observables électromagnétiques

On peut classer dans cette catégorie l'étude des photons thermiques et du spectre en dileptons à basse masse (ρ, ω et Φ). La première provient des interactions quark-antiquark dans le canal diphotons. Malgré un rapport de branchement faible aux énergies considérées, les photons thermiques constituent une observable importante car ils interagissent peu avec la matière et fournissent donc des informations sur les premiers instants de la collision. La seconde traite à la fois du QGP via la radiation thermique de cette phase et de la restauration de la symétrie chirale par l'étude de la fonction spectrale du ρ. Cette observable est détaillée dans le chapitre 4.

1.5.2.2 Observables douces

Cette catégorie concerne l'essentiel des particules. On y trouve notamment l'augmentation de l'étrangeté qui fut une des premières sondes proposées pour l'étude du QGP. En

effet, la production de quarks étranges est favorisée dans le cadre d'une phase déconfinée de type QGP par rapport à une phase hadronique. Une augmentation de l'étrangeté est donc attendue si le QGP est produit lors des collisions d'ion lourds. Cette sonde peut être étudiée à l'aide des mésons vecteurs de basse masse : ρ, ω et Φ [12] et sera détaillée dans le chapitre 4.

Une autre observable importante de cette catégorie, est l'écoulement collectif des hadrons. Cet effet est particulièrement visible lors des collisions semi-centrales. Il peut être étudié grâce aux distributions azimutales de la corrélation à deux particules (figure 1.12) [29]. Les interactions parton-parton dans la zone d'interaction ont lieu à une échelle caractéristique bien inférieure à la taille du noyau, et produisent une distribution isotrope de particules. Cependant, l'asymétrie initiale de la géométrie de la zone de recouvrement des deux noyaux induit un fort gradient de pression dont la magnitude est maximale dans la direction du petit axe de l'ellipse (figure 1.12). Ce flot peut être décrit par la décomposition en série de Fourier des distributions azimutales et donc par les coefficients ou harmoniques du développement de Fourier. Le premier coefficient v_1 (flot direct) renseigne sur le degré de pouvoir d'arrêt ou encore l'équation d'état du système. Le coefficient v_2 (flot elliptique) est un témoin direct de l'asymétrie géométrique initiale. Son étude en fonction de p_T et de la centralité montre que le QGP se comporte comme un fluide de viscosité très faible (voir section 1.5.4). Les harmoniques d'ordres supérieurs sont dues à des irrégularités, événement par événement de la zone de recouvrement des deux noyaux.

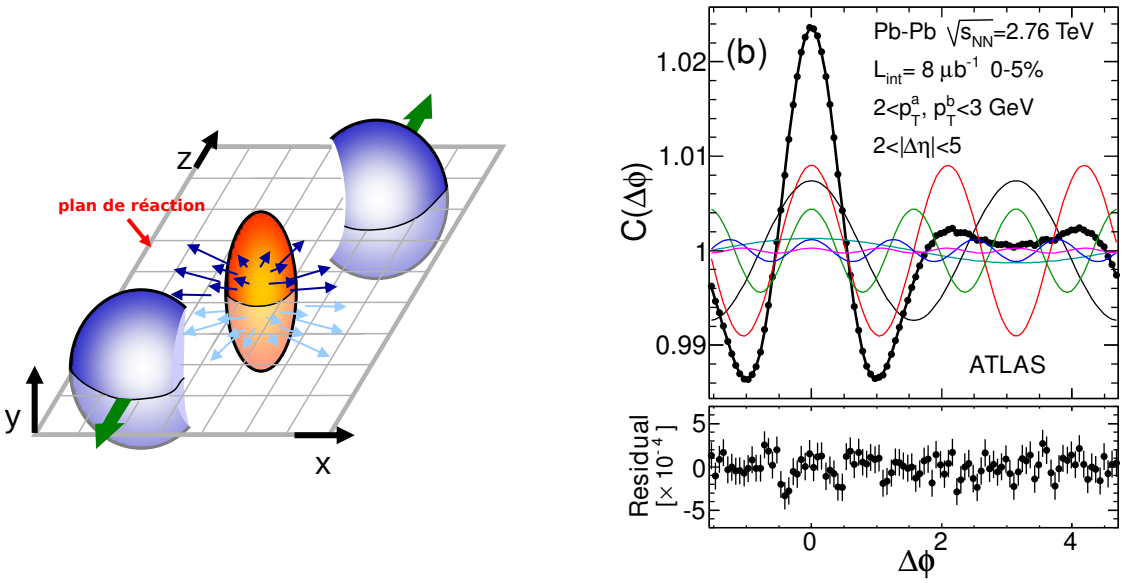


FIGURE 1.12 — Schéma de la géométrie du volume d'interaction en collision d'ions lourds semi-centrales (gauche) et fonction de corrélation à deux particules décomposée en série de Fourier (droite) [29]. Le rapport en fonction de $\Delta\varphi$ entre la somme des contributions (ligne pointillée) et les points expérimentaux est fourni en dessous du graphique.

12. Plus spécifiquement, cette sonde est étudiée à l'aide du rapport $\frac{\sigma_\Phi}{\sigma_\rho+\sigma_\omega}$.

1.5.3 Sondes dures

Les sondes dures, sont des observables relatives à des processus de la QCD perturbative. L'échelle caractéristique de tels processus est inférieure à Λ_{QCD}^{-1}. Leur étude apporte donc des informations cruciales sur les premiers instants de la collision. Ces types de sonde ont une grande impulsion transverse et/ou grande masse. On citera ici deux de ces sondes : la fonte des résonances lourdes (quarkonia) et l'atténuation des gerbes ou « jet-quenching ».

Au début de la collision, des partons de grande énergie sont produits par interaction entre quarks et gluons. L'hadronisation de ces partons produit des particules de grande impulsion transverse émises autour de la direction du parton initial. Lorsque cette gerbe (ou « jet ») traverse le milieu déconfiné, elle perd de l'énergie par collision du parton initial ou par rayonnement de gluons : c'est le phénomène d'atténuation des gerbes ou « jet-quenching ». Cela se traduit par une diminution du nombre de particules de grande impulsion transverse et une diminution de l'énergie des gerbes. Ce phénomène est d'autant plus important que la distance parcourue par la gerbe dans le QGP est grande. L'atténuation des gerbes peut également être observée en mesurant les corrélations à deux gerbes, ou les corrélations γ-jet. Les gerbes produites dans les processus $q + \bar{q} \rightarrow q + \bar{q}$ ou $g + g \rightarrow q + \bar{q}$ sont émises dos à dos. En collisions d'ions lourds, l'épaisseur de milieu traversée par les deux gerbes est différent dans la plupart des cas. En sélectionnant les gerbes de hautes impulsions, on peut étudier les partons produits en périphérie du milieu dense. Ainsi, la gerbe émise à 180° de celle sélectionnée traversera une grande quantité de matière jusqu'à perdre toute son énergie. Le « jet-quenching » a été mis en évidence au RHIC. Les gerbes ne sont pas atténuées dans les systèmes p-p et d-Au alors qu'elles le sont en collisions Au-Au. Ceci met en évidence la création d'un milieu dense et chaud de type QGP en collisions Au-Au. Un comportement similaire est observé en comparant les corrélations à deux hadrons de haut p_T en collisions Au-Au avec celle obtenue en collisions p-p et d-Au (figure 1.13) [30, 31].

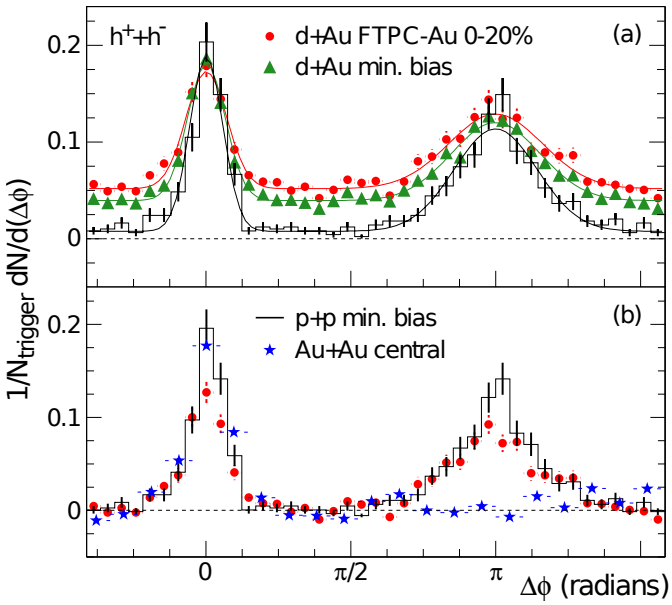


FIGURE 1.13 — Distributions azimutales à deux particules pour les collisions p-p (noir), d-Au centrales (rouge), d-Au toutes centralités confondues (vert) et Au-Au centrales (bleu) mesurées par l'expérience STAR pour des hadrons sélectionnés de haut p_T [31].

Les résonances lourdes correspondant aux états liés $c\bar{c}$ (famille du J/ψ) et $b\bar{b}$ (famille du Υ) sont créées majoritairement par fusion de gluons. Dans un QGP, la suppression de ces états liés est due à l'écrantage de couleur du potentiel quark-antiquark. En effet, le potentiel est modifié lorsque la température augmente et devient répulsif à partir d'une certaine température de dissociation. Cette température dépend de l'énergie de liaison de la résonance considérée. Par conséquent, la fonte des résonances lourdes fait office de thermomètre pour le milieu. Pour estimer la suppression de telles résonances, on compare leur taux de production en collisions A-A et p-p en utilisant le facteur de modification nucléaire R_{AA} défini comme :

$$R_{AA} = \frac{d^2N_{AA}/dy\,dp_T}{\langle N_{\text{coll}}\rangle\, d^2N_{pp}/dy\,dp_T} \quad . \tag{1.13}$$

$\langle N_{\text{coll}}\rangle$ est le nombre moyen de collisions binaires entre nucléons participants à la collision. $d^2N_{AA}/dy\,dp_T$ et $d^2N_{pp}/dy\,dp_T$ sont le nombre de résonances produites en collisions A-A et p-p respectivement. ALICE a pu faire la mesure du R_{AA} du J/ψ en fonction de la multiplicité $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}$ et de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ (*i.e.* la centralité) en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (figure 1.14) [32]. La mesure d'ALICE montre une suppression plus faible du J/ψ qui sature avec la centralité comparée à celle observée à PHENIX. En effet, dû au nombre important de paires $c\bar{c}$ créées à la collision, un phénomène de recombinaison à bas p_T est prédit par les modèles statistiques et vient alors concurrencer la suppression.

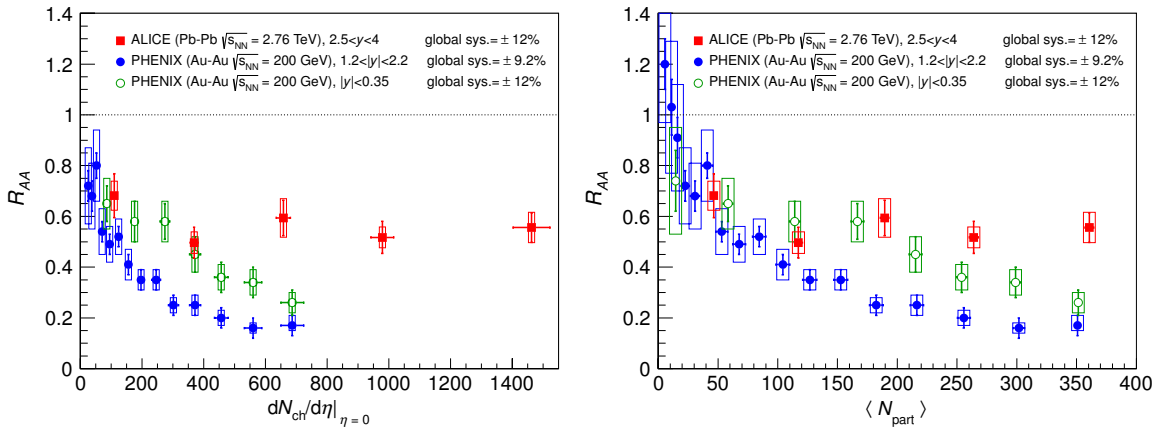


FIGURE 1.14 — Facteur de modification nucléaire en fonction de $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}$ et $\langle N_{\text{part}}\rangle$ pour différentes gammes en p_T [32]. Les mesures d'ALICE (rouge) sont comparées aux mesures faites à plus basse énergie par PHENIX à mi-rapidité (vert) et vers l'avant (bleu).

1.5.4 Hydrodynamique du QGP : le fluide parfait

Il a été mis en évidence le fait que le QGP ne se comporte pas comme un gaz parfait car les partons interagissent (sQGP). Cette caractéristique est en partie liée au fait que des interactions gluons-gluons et quarks-gluons sont possibles dans le QGP. Les accélérateurs

et les expériences antérieures au LHC, comme celles au RHIC, ont pu mettre en évidence le comportement de fluide parfait du QGP (figure 1.15). Le plasma de quarks et gluons se comporterait comme un fluide fortement couplé de viscosité très faible (η/s 0.2). En effet, une comparaison du flot elliptique (v_2) des hadrons en fonction de l'impulsion transverse (p_T) avec des calculs d'hydrodynamique idéale montre que la matière créée a qualitativement le comportement d'un fluide non visqueux pour $p_T < 2$ GeV/c. Pour les plus grandes impulsions transverses, l'apparition de gerbes créées lors de processus durs fait qu'on ne s'attend pas à ce qu'une description hydrodynamique du fluide fonctionne.

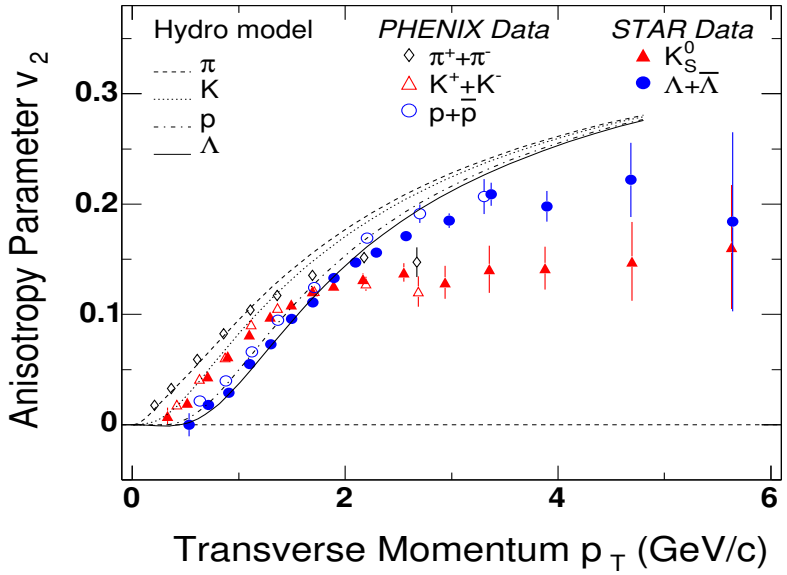


FIGURE 1.15 — Flot elliptique en fonction de l'impulsion transverse pour différents hadrons en collisions Au-Au à 200 GeV. La mesure est fournie par les expériences PHENIX et STAR du RHIC [33–35] et comparée avec des calculs d'hydrodynamique idéale.

Enfin, malgré la lumière faite au SPS, au RHIC et plus récemment au LHC sur l'existence et les propriétés du QGP, certaines questions restent encore ouvertes. Elles traitent, entre autres, des valeurs exactes des températures de dissociation, du mécanisme de perte d'énergie des partons et de la thermalisation du milieu. Le détecteur ALICE spécialisé dans l'étude des collisions d'ions lourds, dispose d'un programme de physique qui s'attache dès à présent et continuera dans les années à venir à répondre à ces questions.

Bibliographie

[1] E. V. Linder, "Exploring the expansion history of the universe", *Phys. Rev. Lett.* **90** (Mar, 2003) 091301. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.091301.

[2] E. J. Wollack, "Universe 101, Big Bang Theory", (2010) . http://map.gsfc.nasa.gov/universe/.

[3] F. Englert and R. Brout, "Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons", *Phys. Rev. Lett.* **13** (Aug, 1964) 321–323. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321.

[4] P. W. Higgs, "Broken symmetries and the masses of gauge bosons", *Phys. Rev. Lett.* **13** (Oct, 1964) 508–509. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508.

[5] P. W. Higgs, "Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons", *Phys. Rev.* **145** (May, 1966) 1156–1163. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.1156.

[6] S. Chatrchyan *et al.*, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Phys. Lett. B* **716** no. 1, (2012) 30–61. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581.

[7] G. Aad *et al.*, "Observation of a new particle in the search for the standard model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", *Phys. Lett. B* **716** no. 1, (2012) 1–29. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X.

[8] S. Bethke, "Experimental tests of asymptotic freedom", *Prog.Part.Nucl.Phys.* **58** (2007) 351–386, arXiv:hep-ex/0606035 [hep-ex].

[9] S. Borsanyi, Z. Fodor, C. Hoelbling, S. D. Katz, S. Krieg, *et al.*, "QCD transition temperature : full staggered result", arXiv:1011.4230 [hep-lat].

[10] F. Karsch, "Lattice results on QCD thermodynamics", *Nuclear Physics A* **698** no. 1-4, (2002) 199–208. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947401013653.

[11] F. Karsch, "Lattice QCD at high temperature and density", *Lect. Notes Phys.* **583** (2002) 209–249, arXiv:hep-lat/0106019 [hep-lat].

[12] O. Philipsen, "Lattice QCD at non-zero temperature and baryon density", arXiv:1009.4089 [hep-lat].

[13] R. J. Glauber and G. Matthiae, "High energy scattering of protons by nuclei", *Nucl.Phys.* **B21** (1970) 135–157.

[14] T. Wibig and D. Sobczynska, "Proton-nucleus cross section at high energies", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **24** no. 11, (1998) 2037. http://stacks.iop.org/0954-3899/24/i=11/a=006.

[15] L. D. Landau, "On the multiparticle production in high-energy collisions", *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* **17** (1953) 51–64.

[16] J. D. Bjorken, "Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : the central rapidity region", *Phys. Rev. D* **27** (Jan, 1983) 140–151. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.27.140.

[17] **E917** Collaboration, B. B. Back *et al.*, "Baryon rapidity loss in relativistic Au+Au collisions", *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 1970–1973. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.1970.

[18] **E802** Collaboration, L. Ahle *et al.*, "Proton and deuteron production in Au+Au reactions at 11.6 A.GeV/c", *Phys. Rev. C* **60** (Oct, 1999) 064901. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.60.064901.

[19] **E877** Collaboration, J. Barrette *et al.*, "Proton and pion production in Au+Au collisions at 10.8 A.GeV/c", *Phys. Rev. C* **62** (Jul, 2000) 024901. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.62.024901.

[20] H. Appelshauser *et al.*, "Baryon stopping and charged particle distributions in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon", *Phys. Rev. Lett.* **82** no. nucl-ex/9810014. 12, (1999) 2471.

[21] **BRAHMS** Collaboration, I. G. Bearden *et al.*, "Nuclear stopping in $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\ \mathrm{GeV}$", *Phys. Rev. Lett.* **93** (Aug, 2004) 102301. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.102301.

[22] **H1** Collaboration, I. Abt *et al.*, "Measurement of the proton structure function {F2} (x, q2) in the low-x region at {HERA}", *Nuclear Physics B* **407** no. 3, (1993) 515 – 535. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139390090C.

[23] **ZEUS** Collaboration, M. Derrick *et al.*, "Measurement of the proton structure function {F2} in ep scattering at {HERA}", *Physics Letters B* **316** no. 2,Äì3, (1993) 412 – 426. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939390347K.

[24] J. L. Albacete, N. Armesto, A. Kovner, C. A. Salgado, and U. A. Wiedemann, "Energy dependence of the Cronin effect from nonlinear QCD evolution", *Phys.Rev.Lett.* **92** (2004) 082001, arXiv:hep-ph/0307179 [hep-ph].

[25] K. Eskola, V. Kolhinen, and C. Salgado, "The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications", *The European Physical Journal C - Particles and Fields* **9** no. 1, (1999) 61–68. http://dx.doi.org/10.1007/s100529900005.

[26] E. Iancu and R. Venugopalan, "The Color glass condensate and high-energy scattering in QCD", arXiv:hep-ph/0303204 [hep-ph].

[27] **ZEUS** Collaboration, J. Breitweg *et al.*, "Zeus results on the measurement and phenomenology of F_2 at low x and low Q^2", *Eur. Phys. J. C* **7** (Feb, 1999) 609–630.

[28] D. Triantafyllopoulos, "The Color Glass Condensate and some applications", *Acta Phys.Polon.Supp.* **5** (2012) 1155–1162, arXiv:1209.3183 [hep-ph].

[29] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, "Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 TeV$ Lead-Lead collisions with the ATLAS detector", *Phys. Rev. C* **86** (Jul, 2012) 014907. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.014907.

[30] **STAR** Collaboration, C. Adler *et al.*, "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** (2003) 082302, arXiv:nucl-ex/0210033 [nucl-ex].

[31] **STAR** Collaboration, J. Adams *et al.*, "Evidence from d+Au measurements for final state suppression of high p_T hadrons in Au+Au collisions at RHIC", *Phys.Rev.Lett.* **91** (2003) 072304, arXiv:nucl-ex/0306024 [nucl-ex].

[32] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "J/ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2.76\ \mathrm{TeV}$", *Phys. Rev. Lett.* **109** (Aug, 2012) 072301. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.072301.

[33] **PHENIX** Collaboration, S. Adler *et al.*, "Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200\ \mathrm{GeV}$", *Phys.Rev.Lett.* **91** (2003) 182301, arXiv:nucl-ex/0305013 [nucl-ex].

[34] **STAR** Collaboration, C. Adler *et al.*, "Identified particle elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 130\ \mathrm{GeV}$", *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 182301, arXiv:nucl-ex/0107003 [nucl-ex].

[35] **STAR** Collaboration, J. Adams *et al.*, "Azimuthal anisotropy at RHIC : The First and fourth harmonics", *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 062301, arXiv:nucl-ex/0310029 [nucl-ex].

Chapitre 2

Le LHC et l'expérience ALICE

Sommaire

2.1 Le LHC **28**
2.1.1 L'accélérateur 28
2.1.2 Les différentes expériences du LHC 29
2.1.3 Les différents systèmes physiques étudiés au LHC 30
2.1.4 Système d'accélération et faisceaulogie 32
2.2 L'expérience ALICE **37**
2.2.1 Le système de déclenchement et d'acquisition des données 39
2.2.2 Le tonneau central 40
2.2.3 Les détecteurs vers l'avant 46
2.2.4 Le VZERO 50
2.2.5 Le spectromètre à muons 58
2.2.6 Conclusion et perspectives 63
2.2.7 L'environnement de travail dans ALICE et la WLCG 64
Bibliographie **67**

Dans ce chapitre, les principaux outils utilisés pour les travaux de recherche réalisés durant cette thèse seront présentés. Dans un premier temps, on décrira le grand collisionneur de hadrons, le LHC (Large Hadron Collider), ses spécificités, son programme de physique et sa faisceaulogie. Ensuite, l'accent sera porté sur l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment). Les détecteurs de l'expérience impliqués dans les analyses propres à ce travail de thèse seront décrits de manière détaillée. Enfin, on évoquera brièvement les logiciels et outils utilisés.

2.1 Le LHC

2.1.1 L'accélérateur

L'histoire du LHC commence en 1984, date à laquelle il a été décidé qu'il serait le prochain projet de l'organisation Européenne pour la recherche nucléaire (CERN) [1]. Il faudra ensuite 25 ans à celui-ci pour aboutir [2]. La maturation de ce projet fut contemporaine à la construction d'une autre machine, le LEP (Large Electron Positron collider). Afin d'anticiper l'arrivée de la génération suivante de collisionneur, les dimensions du tunnel du LEP furent définies de telle sorte qu'il puisse accueillir le LHC par la suite. Après plus de 10 ans de prise de données fructueuse, l'arrêt du LEP eut finalement lieu en 2000. Son démantèlement, suivi du début de la construction du LHC, eut lieu presque immédiatement après. Le LHC a donc été mis en place dans l'ancien tunnel du LEP à la frontière Franco-Suisse. Ce tunnel, d'une circonférence de 26.659 km, a été creusé à une profondeur moyenne de 100 m (50 m sous le lac Léman et jusqu'à 175 m sous le Jura) comme le montre la figure 2.1.

Le LHC permet, de part sa conception, d'atteindre des énergies inégalées jusqu'à présent en battant les records détenus jusqu'alors par le Tevatron (1.96 TeV), accélérateur situé au FermiLab à Chicago en p-$\bar{p}$ (proton-antiproton), et par le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) en Pb-Pb (Plomb-Plomb) et p-Pb (proton-Plomb). Le LHC possède trois modes de fonctionnements : proton-proton, noyau-noyau, proton-noyau.

L'énergie maximale atteinte en 2012 dans le centre de masse est de 8 TeV en collisions proton-proton et 2,76 TeV par nucléon en collisions noyau-noyau (Pb-Pb). L'énergie nominale du LHC dans ces deux systèmes est respectivement, de 14 TeV et 5.5 TeV par nucléon. Les premières collisions p-Pb ont eu lieu en 2013[1] à une énergie de 5.02 TeV. Afin d'atteindre de telles énergies, le LHC est constitué de 8 arcs de cercles reliés par des sections droites. 1232 aimants dipolaires, d'une longueur allant jusqu'à 15 m, maintiennent les particules composant le faisceau sur une trajectoire quasi–circulaire grâce au puissant champ magnétique de 8.4 T qu'ils génèrent. Pour assurer leur supra-conductivité, et donc permettre de telles performances, ces aimants dipolaires sont refroidis dans un bain d'Hélium liquide à 1.9 K. De plus, la focalisation du faisceau est assurée par 392 aimants quadrupolaires, auxquels viennent s'ajouter des

1. Dans les faits et comme il sera précisé dans la suite, une première prise de données pilote a été réalisée fin 2012, mais la statistique alors accumulée est faible comparée à celle de 2013.

aimants sextupolaires ayant pour but de corriger les défauts de chromaticité du faisceau. Enfin, le faisceau est placé dans un vide poussé (10^{-13} atm dans l'enceinte à vide des faisceaux) pour minimiser les collisions résiduelles entre les particules du faisceau et les molécules de gaz présentes dans le tube (principalement de l'azote et de l'oxygène) [3].

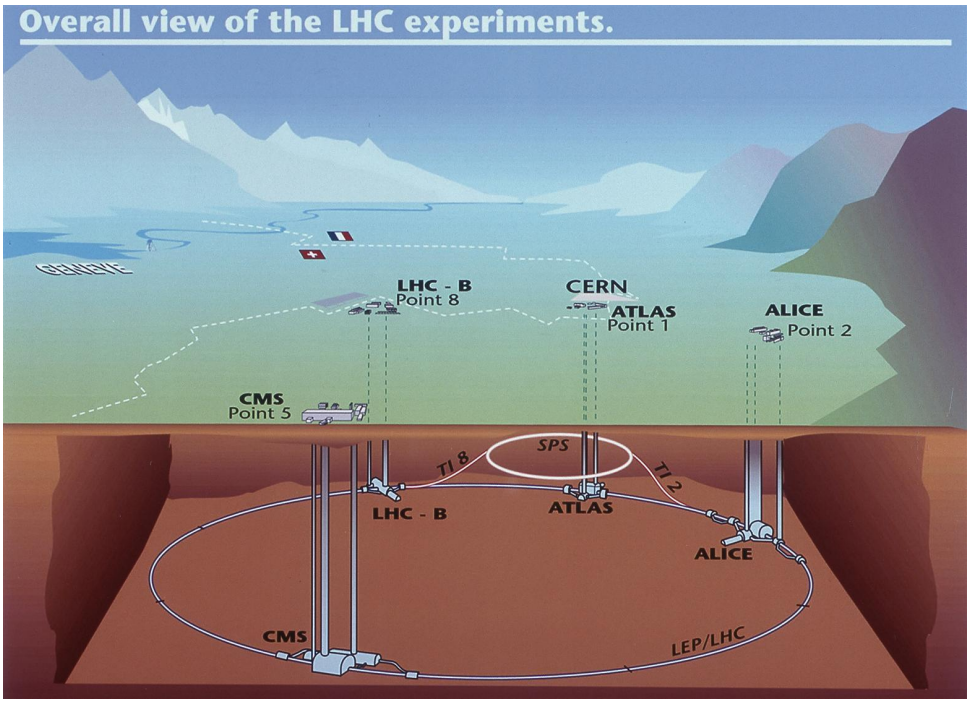


FIGURE 2.1 — Schéma du grand collisionneur de hadrons (LHC) enterré à ∼100 m sous terre près de la frontière Franco-Suisse.

2.1.2 Les différentes expériences du LHC

L'étude de collisions de particules à l'aide d'un collisionneur comme le LHC permet de mettre en place, le long de l'anneau, plusieurs expériences simultanément. Sept expériences sont donc menées auprès du LHC à l'aide de détecteurs dont la conception et/ou les buts sont différents. On recense quatre expériences principales (ATLAS, ALICE, CMS et LHCb) et trois expériences de taille plus modeste (TOTEM, LHCf et MoeDAL).

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [4] et CMS (Compact Muon Solenoid) [5, 6] sont des détecteurs généralistes qui permettent de balayer un large spectre d'observables en physique des particules. Les thématiques principalement visées par ces deux expériences sont la recherche du boson de Higgs, la recherche de dimensions supplémentaires, la mise en évidence de candidats à la matière noire, ou encore la recherche de particules super-symétriques. Les deux expériences ont d'ailleurs obtenu des résultats majeurs dans la recherche du boson de Higgs. Un nouveau boson d'une masse d'environ 126 GeV a été découvert et pourrait être le fameux boson vecteur prédit par Brout, Englert

et Higgs dans les années 60 [7–9]. Cependant, bien qu'elles poursuivent des buts scientifiques communs, les deux expériences se distinguent par des choix technologiques et un système magnétique très différents. Ces deux expériences possèdent un programme scientifique en collisions d'ions lourds permettant de compléter les résultats de l'expérience ALICE [10–12]. L'expérience ALICE sera décrite en détail dans la section 2.2.

L'expérience LHCb (Large Hadron Collider beauty) [13–21] étudie plus particulièrement l'asymétrie matière anti-matière à travers l'étude du quark b et de la violation de la symètrie CP (Charge-Parité). La collaboration LHCb a d'ailleurs publié plusieurs résultats majeurs sur l'observation de désintégrations rares des mésons B^0, B_s^0 et $\bar{B}_s^0$ dans plusieurs canaux, et d'un état excité, $B_{s_2}^*(5840)^0$ du méson B_s^0 [22]. L'observation de ces désintégrations rares est une première, et les mesures des taux d'embranchement sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard de la physique des particules. Ces désintégrations rares sont très intéressantes car sensibles à la nouvelle physique. Elles permettent notamment de contraindre un peu plus les modèles super-symétriques.

L'expérience TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) [23, 24], située près de CMS, et LHCf (Large Hadron Collider forward) ont pour but l'étude de la physique à très petits angles en partie inaccessible aux expériences généralistes. TOTEM se concentre notamment sur la mesure de la section efficace totale des processus de collisions élastiques et diffractifs, ou encore la mesure précise de la luminosité délivrée par le LHC. LHCf (Large Hadron Collider forward) [25] cherche à reproduire des rayons cosmiques en conditions de laboratoire. Pour finir, MoEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC) [26], situé sur le site de l'expérience LHCb, a pour but la recherche de monopôles magnétiques, Dyons ou toutes autres particules massives stables (ou pseudo-stables) fortement ionisantes et de charge électrique conventionnelle.

2.1.3 Les différents systèmes physiques étudiés au LHC

2.1.3.1 Les collisions p-p

La production et l'étude des collisions proton-proton occupe la plus grande part du programme de physique du LHC. En effet, de 2009 à 2012, ces collisions furent enregistrées par les différentes expériences pendant une période d'environ 8 mois par an en moyenne. Au cours des années, les améliorations des réglages de la machine et du faisceau ont permis d'accroître la luminosité et donc le nombre de collisions enregistrées. De plus, au cours de ces trois années, la gamme d'énergie dans le centre de masse fut comprise entre 900 GeV et 8 TeV, ce qui permet l'étude de plusieurs observables en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les thèmes de recherche étudiés dans ce système sont très nombreux. Tout d'abord, les données ainsi collectées sont utilisées dans la recherche du boson de Higgs, de particules super-symétriques ou encore pour l'étude de la violation de CP par les expériences ATLAS, CMS et LHCb. Ces mesures étant des mesures de phénomènes rares, elles requièrent une très grande statistique et donc une luminosité toujours plus grande. Plusieurs autres observables ont été ou sont étudiées dans le système p-p pour les différentes énergies. On peut notamment citer la mise en évidence,

par l'expérience CMS, de corrélations à deux particules en collisions p-p à 7 TeV, pour les événements de haute multiplicité ($N_{ch} > 90$), dans une large gamme en azimut : $2{,}0 < \eta < 4{,}8$, à $\Delta\varphi \sim 0$ et pour une impulsion transverse de : $1 < p_T < 3$ GeV/c. On peut aussi, grâce à l'étude d'un tel système, étudier la structure des hadrons et donc remonter aux PDFs (Parton Density Function) et à la fraction d'impulsion cédée au parton, la variable de Bjorken : x.

Ces collisions sont toutes aussi importantes pour des expériences dédiées aux collisions d'ions lourds comme ALICE. Tout d'abord, des études complémentaires à celles réalisées par ATLAS, CMS et LHCb, peuvent être menées sur certaines observables et dans la gamme en rapidité et p_T d'ALICE. En effet, ALICE, de part sa conception, permet d'accéder à la physique à bas p_T et dans une gamme plus étendue en rapidité. En collisions p-p, la multiplicité en particules est faible ce qui permet de mieux comprendre et calibrer les différents détecteurs. En effet, les collisions p-p peuvent être utilisées pour estimer, par exemple, la contribution des effets de non-flot [2] lors de l'étude d'effets collectifs comme le flot de particules chargées ou pour la paramétrisation des générateurs Monte Carlo. Elles sont aussi utilisées comme référence lors de la mesure du facteur de modification nucléaire (R_{AA}) en collisions d'ions lourds. Enfin, le taux d'acquisition par seconde de l'expérience ALICE est limité par le temps mort des certains détecteurs du tonneau central comme la Chambre à Projection Temporelle (TPC) (cf section 2.2.2.2). Par conséquent, le LHC délivre une luminosité plus faible à ALICE qu'aux trois autres expériences (voir tableau 2.1) [3].

Tableau 2.1 — Luminosité délivrée par le LHC en fonction du système, des années de prise de données et des expériences [27–30]. Les cases marquées d'un × correspondent aux valeurs non fournies par les références citées.

Syst.	E_{CM} [TeV]	Année	Luminosité intégrée totale délivrée			
			ALICE	ATLAS	CMS	LHCb
p-p	7.00	2010	×	48,10 pb^{-1}	44,22 pb^{-1}	×
	2.76	2011	52.87 nb^{-1}	322.7 nb^{-1}	345.1 nb^{-1}	538.1 nb^{-1}
	7.00	2011	4.840 pb^{-1}	5.320 fb^{-1}	5.370 fb^{-1}	1.170 fb^{-1}
	8.00	2012	9.960 pb^{-1}	23.27 fb^{-1}	23.27 fb^{-1}	2.190 fb^{-1}
	2.76	2013	129.1 nb^{-1}	5.030 pb^{-1}	5.410 pb^{-1}	4.190 pb^{-1}
Pb-Pb	2.76	2010	10.00 μb^{-1}	9.690 μb^{-1}	10.00 μb^{-1}	0.000 μb^{-1}
	2.76	2011	143.6 μb^{-1}	167.6 μb^{-1}	148.7 μb^{-1}	0.000 μb^{-1}
p-Pb	5.02	2013	31.94 nb^{-1}	31.20 nb^{-1}	31.69 nb^{-1}	2.120 nb^{-1}

2. L'effet de non-flot est dû à la mesure de corrélations entre particules qui ne sont pas liées au flot. Les particules secondaires peuvent produire du non-flot.

3. Les luminosités enregistrées lors des prises de données à 900 GeV, 2,36 et 7 TeV de 2010 ne sont pas présentées ici. Les causes en sont des valeurs faibles comparées aux acquisitions qui ont suivi, peu de valeurs fournies par les références citées (probablement dû à la mise en place de l'extraction systématique de la valeur de la luminosité intégrée) et le fait que les données p-p de 2010 ne sont à aucun moment utilisées dans les chapitres suivants.

2.1.3.2 Les collisions p-Noyau

Les premières collisions p-Noyau ont été réalisées, auprès de l'accélérateur du LHC, en Septembre 2012 lors d'une prise de données pilote dans un premier temps, puis durant les mois de Janvier-Février 2013. Le système utilisé fut p-Pb (et Pb-p). Ces collisions sont d'une importance cruciale pour comprendre les phénomènes nucléaires froids et mieux distinguer les phénomènes liés au milieu nucléaire et non à un milieu dense et chaud de type plasma. Ce genre de considération est très important pour la mesure de certaines quantités comme la suppression du J/ψ. En effet, pour aboutir à des conclusions correctes, il faut pouvoir déterminer si la diminution du nombre de J/ψ en collisions d'ions lourds, par rapport aux collisions p-p, est due à l'absorption nucléaire ou à l'existence d'un plasma et dans quelles proportions. De même, elles permettent d'étendre notre compréhension de la modification des distributions de partons dans la matière nucléaire (« shadowing ») ou encore de l'élargissement du spectre en impulsion transverse des particules engendré par les interactions non perturbatives (effet Cronin). Pour finir, le détecteur ALICE étant asymétrique, des collisions p-Pb et Pb-p ont été enregistrées.

2.1.3.3 Les collisions Noyau-Noyau

Les collisions d'ions lourds ont lieu sur une période d'un mois par an. La densité d'énergie atteinte lors de telles collisions permet de créer une phase de plasma, où les quarks et les gluons ne sont plus confinés dans les hadrons. Elles sont donc utilisées pour la recherche et l'étude des propriétés du plasma de quarks et de gluons. Le système étudié, lors des prises de données ions lourds en 2010 et 2011, fut le système Pb-Pb. La luminosité enregistrée fut respectivement d'environ 10 μb^{-1} en 2010 et de 143,62 μb^{-1} en 2011 et l'énergie atteinte fut de 2.76 TeV par paire de nucléons. Dans les années à venir, l'étude d'autres systèmes, tels que les systèmes Ar-Ar, Ca-Ca, Sn-Sn, Kr-Kr, N-N ou O-O, sont envisageables pour étendre la gamme de densité d'énergie balayée.

2.1.4 Système d'accélération et faisceaulogie

2.1.4.1 La luminosité

Dans un collisionneur, le nombre d'événements par unité de temps est représenté par une grandeur appelée luminosité. Elle est indépendante du système physique, invariante relativiste et définie comme $\mathcal{L} = \mathrm{N}/\sigma$, où N est le nombre de collisions par seconde et σ la section efficace d'un processus donné. Ainsi, plus la luminosité est grande plus le nombre de collisions et donc plus la statistique collectée est importante. Avec l'énergie disponible dans le centre de masse, la luminosité est le deuxième paramètre qui limite le domaine de physique accessible par un accélérateur. La luminosité dépend de nombreux paramètres liés aux faisceaux et à la machine et ses réglages. On peut alors l'écrire comme [3] :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2\, n_b f_{rev}\, \gamma_r}{4\pi\, \varepsilon_n\, \beta^*} \cdot F \quad , \tag{2.1}$$

où,

- N_b est le nombre de particules par paquet ;
- n_b est le nombre de paquets par faisceau ;
- f_{rev} est la fréquence de révolution ;
- γ_r est le facteur relativiste ;
- ε_n est l'émittance transverse normalisée du faisceau ;
- β^* est la fonction beta au point de collision ;
- et F est le facteur de réduction géométrique de la luminosité dû à l'angle de croisement des faisceaux au point d'interaction.

La luminosité est maximale lors de l'injection, puis décroît en fonction du temps. Ceci est dû à la dégradation de l'intensité et de l'émittance. Si on néglige l'effet de diffusion intra-faisceau et la contribution des interactions faisceau-gaz, la luminosité intégrée décroît en suivant la relation :

$$\mathcal{L}(t) = \frac{\mathcal{L}_0}{(1 + t/\tau_{coll})^2} \quad , \tag{2.2}$$

avec comme temps de décroissance initiale :

$$\tau_{coll} = \frac{N_0^{tot}}{\mathcal{L}_0\, \sigma^{tot}\, k} \quad , \tag{2.3}$$

où,

- $\mathcal{L}_0$ est la luminosité maximale du faisceau ;
- N_0^{tot} est son intensité maximale ;
- σ_{tot} est la section efficace totale d'interaction ;
- et k est le nombre de points d'interaction.

La luminosité dépend du nombre de paquets et du nombre de particules par paquet comme le montre l'équation 2.1. Les paramètres du faisceau sont ajustés pour que la collision aie lieu en un point [4] de chaque expérience appelé Point d'Interaction (IP) ou vertex nominal. Les paquets d'un faisceau étant organisés en train, il est cependant probable que deux paquets appartenant à chacun des deux faisceaux incidents interagissent et produisent une interaction à une autre localisation que celle définie comme l'IP nominal. La probabilité qu'une telle interaction se produise augmente avec la luminosité et dépend fortement de l'angle de croisement des faisceaux. Ce phénomène de collisions satellites ne se produit pas en même temps qu'une collision au vertex d'interaction classique et est détaillé dans la section 2.1.4.3. D'autres phénomènes dépendant de la luminosité, comme l'empilement des événements, existent mais ne sont pas décrits ici car ils n'ont pas d'impact significatif dans les travaux présentés par la suite.

Enfin, une mesure précise de la luminosité intégrée est essentielle lors de la mesure de section efficace. En effet, l'incertitude sur sa mesure est propagée lors du calcul de l'erreur fait sur les résultats expérimentaux.

4. La position de l'interaction suivant l'axe du faisceau varie selon une loi Gaussienne avec une largeur d'environ ± 10 cm.

2.1.4.2 Système d'accélération

Accélération en p-p

Afin d'accélérer les protons, des atomes d'hydrogène sont ionisés avant d'être injectés dans l'accélerateur linéaire LINAC2 pour atteindre une énergie de 50 MeV. Ils sont alors portés à une énergie de 1.4 GeV grâce au synchroton à protons PSB. Par la suite, les protons sont transmis au Synchrotron à Protons (PS), puis au Super Synchrotron à Protons (SPS), où ils atteignent une énergie de 25 GeV et 450 GeV respectivement. Enfin, ils poursuivent leur route dans le LHC sous forme de deux faisceaux circulant en sens inverse. Ils sont alors regroupés par paquets, soit 2808 paquets de 10^{11} protons par faisceau à la puissance nominale. La luminosité maximale atteignable est alors de 10^{34} $cm^{-2}.s^{-1}$. Le système décrit ci-dessus est schématisé en figure 2.2.

Accélération en Pb-Pb

Le système d'accélération en ions lourds est légèrement différent. Tout d'abord, un morceau de Plomb de 500 mg et 2 cm de longueur est chauffé à environ 500°C. Lors de ce processus, une petite partie des atomes est vaporisée et quelques électrons sont arrachés grâce à un courant électrique pour obtenir des ions Pb^{29+}. Dans un premier temps, les ions voyagent à travers un accélérateur linéaire appelé LINAC3 et portés à une énergie de 4.5 MeV par nucléon. Les ions vont ensuite passer à travers une mince feuille de Carbone pour enlever une partie des électrons restants. On est alors en présence d'ions Pb^{54+}. Ils sont stockés et accélérés à 72 MeV par nucléon dans le LEIR (Low Energy Ion Ring). La chaîne d'accélération est ensuite commune à celle du système p-p. Le PS accélère les ions de Plomb à une énergie de 5.9 GeV par nucléon et les noyaux se voient déplétés de leur derniers électrons (Pb^{82+}). Grâce au SPS, le faisceau atteint une énergie de 177 GeV par nucléon et est finalement injecté dans le LHC dans deux directions opposées. Le faisceau de Plomb est alors accéléré une dernière fois pour atteindre l'énergie désirée, soit 2.76 TeV par nucléon en 2010 et 2011.

Accélération en p-Pb

Le système d'accélération pour les collisions p-Pb est en tout point identique aux deux systèmes précédents. Cependant, les deux tubes faisceaux (où circulent les ions Pb et les protons en sens inverse) sont soumis au même champ. De ce fait, lors de la collision, l'énergie incidente du proton et de l'ion Plomb est différente. Ceci entraîne une asymétrie dans la collision qui se traduit par une poussée des particules produites dans le sens de circulation de l'ion. Autrement dit, le centre de masse est en mouvement par rapport au référentiel du laboratoire.

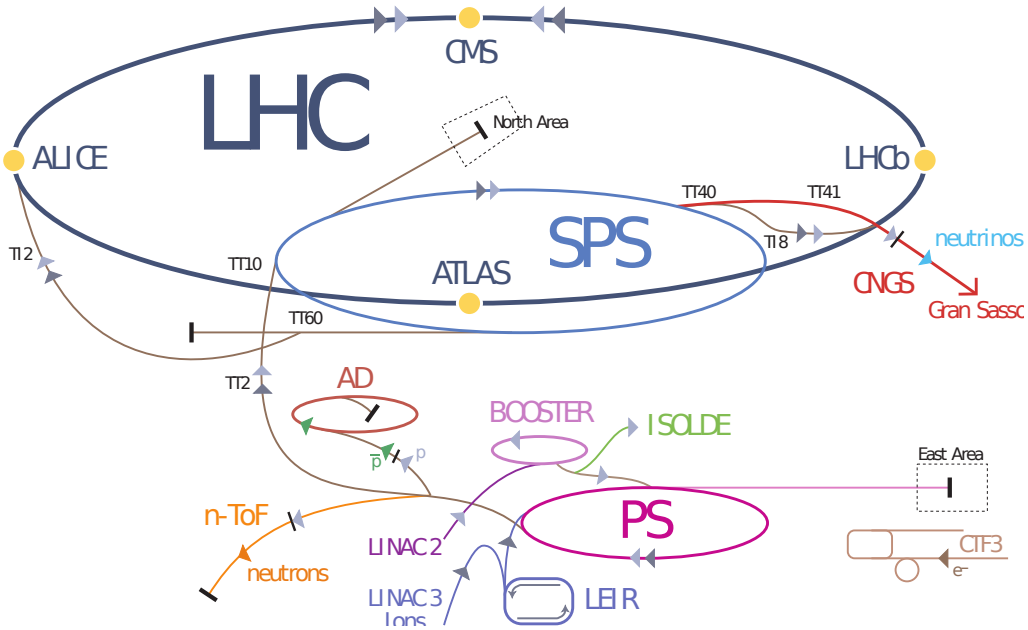


FIGURE 2.2 — Schéma de la chaîne d'accélération du LHC.

2.1.4.3 La faisceaulogie au LHC : paquets nominaux et satellites

L'injection et l'accélération des paquets d'ions ou de protons sont un des points cruciaux pour l'obtention de collisions dans de bonnes conditions au niveau des différentes expériences. En effet, lors de l'injection et du transfert du faisceau d'une machine à la suivante (PS $\rightarrow$ SPS ou SPS $\rightarrow$ LHC par exemple), une partie du faisceau peut ne pas être capturée au début de l'accélération et donc être perdue. Dans le cadre de collisions d'ions lourds, la figure 2.3 montre la distribution en intensité des paquets d'ions lors de l'injection du PS vers le SPS et une seconde après cette injection. Environ 10% du faisceau n'est pas capturé durant cette injection. Le nombre de particules par paquet étant directement relié à la luminosité du faisceau, ce phénomène engendre une perte de luminosité et doit donc être limité.

Un second effet doit être pris en compte lors de l'injection, du transfert et de l'accélération des paquets de particules. Le système d'accélération radio-fréquence du LHC, situé au point 4 (à gauche de CMS), dispose d'une fréquence de 400 MHz. Ceci implique que chaque anneau du LHC peut accueillir, au maximum, $(26.7 \cdot 10^3 \times 400 \cdot 10^6)/3.10^8 = 35640$ paquets de particules, soit un paquet toutes les 2.5 ns comme l'illustre la figure 2.4. Un de ces « réceptacles radio-fréquences », autrement appelés « buckets », est rempli toutes les 25 ns au maximum[5]. Ces paquets seront appelés les paquets nominaux dans la suite. Les autres « buckets » sont vides, c'est-à-dire qu'ils ne contiennent pas de paquets de particules.

5. Ceci signifie une collision au niveau des différentes expériences toutes les 25 ns, soit 1 « bucket » sur 10.

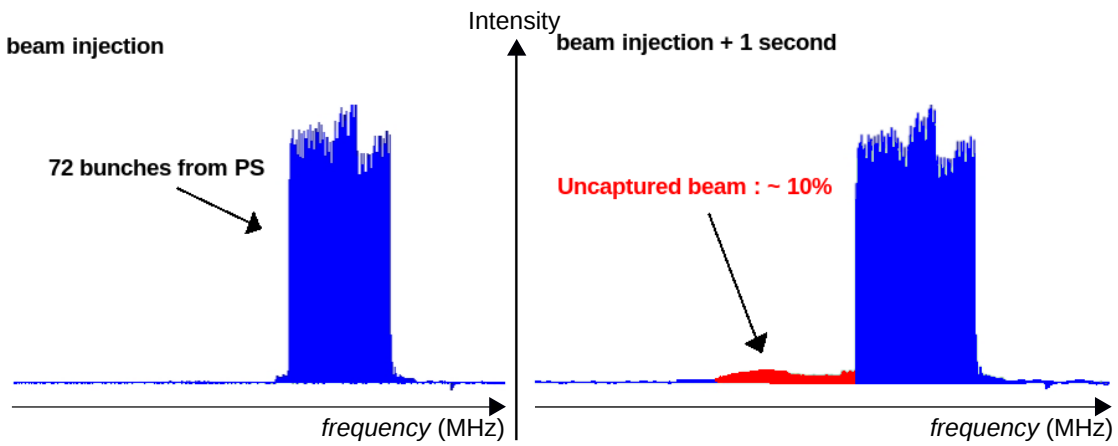


FIGURE 2.3 — Distribution en intensité du faisceau avant l'injection dans le SPS (gauche) et une seconde après (droite) [31].

Lors de l'injection, une fraction du faisceau peut être capturée dans un mauvais « bucket ». Ainsi, ces « buckets » nominalement vides, peuvent contenir une faible population de particules et les plus proches du paquet de particules nominal sont appelés paquets satellites. Les autres paquets, plus éloignés sont alors appelés paquets fantômes. Ces différents paquets sont visibles sur le profil de faisceau montré dans la figure 2.5. Comme il a été dit précédemment, ces paquets satellites (ou fantômes) sont principalement créés lors de l'injection et du transfert d'une machine à une autre [32, 33]. Evidemment, les satellites (ou fantômes) créés lors du transfert du PS vers le SPS seront probablement la source de paquets satellites lors du transfert du SPS vers le LHC. Enfin, la rencontre d'un paquet satellite d'un des faisceaux et d'un paquet nominal de l'autre faisceau au niveau des différentes expériences peut produire des interactions satellites à des points d'interaction (vertex) espacés de 37.5 cm suivant l'axe du faisceau (axe Z). Du point de vue de la statistique, les interactions satellites sont bien moins probables que les interactions entre paquets nominaux (environ 10^3 fois plus faible). En effet, si on regarde la luminosité par collision, on a :

$$\mathcal{L}_{\text{Sat}} \sim r^2 \mathcal{L} \quad , \tag{2.4}$$

avec,

$$r = \frac{I_{\text{Sat}}}{I_{\text{Nominal}}} \quad , \tag{2.5}$$

où

— $\mathcal{L}_{\text{Sat}}$ la luminosité du paquet satellite ;
— $\mathcal{L}$ est la luminosité du paquet nominal ;
— I_{Sat} est l'intensité du paquet satellite ;
— et I_{Nominal} est l'intensité du paquet nominal.

Le nombre de collisions satellites enregistrées dépend fortement de l'expérience et de l'angle de croisement des faisceaux. La connaissance et quantification de ce phénomène

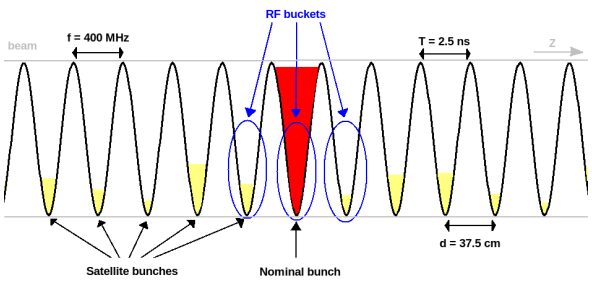


FIGURE 2.4 — Schéma de la distribution des paquets dans un faisceau du LHC après l'injection.

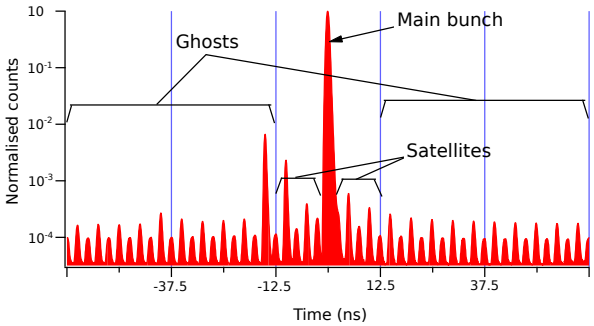


FIGURE 2.5 — Profil d'un faisceau du LHC. On repère clairement le paquet nominal (pic le plus intense), entouré des paquets satellites et fantômes autour (tous les 2,5 ns) [33].

est important pour la protection de la machine et pour la calibration de la luminosité. Depuis 2011, un gros effort pour réduire l'intensité de ces paquets satellites a été réalisé avec succès. Cependant, avec un angle de croisement de faisceau proche de 0 durant la prise de données Pb-Pb en 2010, l'expérience ALICE a pu acquérir un grand nombre d'événements satellites. Ces événements ont pu être utilisés pour mesurer le $dN_{ch}/d\eta$ dans une large gamme en η. Ces résultats seront présentés dans le chapitre 3.

2.2 L'expérience ALICE

La collaboration ALICE regroupe environ 1200 membres et 132 instituts de 36 pays [34]. Cette expérience, approuvée en Février 1997 [35], est dédiée principalement à la physique des ions lourds. De telles collisions permettent de mettre en évidence et d'étudier l'état déconfiné de la matière nucléaire, le QGP (Quark Gluon Plasma). En effet, la densité d'énergie atteinte au LHC autorise la formation d'un tel état. Cependant, le programme de physique d'ALICE ne se borne pas aux collisions Pb-Pb et d'autres systèmes plus légers sont envisagés (tels que Ar-Ar ou Ca-Ca) pour faire varier la densité d'énergie. De plus, des mesures en p-p et p-Pb ont été effectuées pour fournir une référence au système Pb-Pb et étudier les effets nucléaires froids respectivement.

Le détecteur est situé au point P2 de l'anneau du LHC (voir figure 2.1 de la section 2.1.1) dans la ville de Saint Genis-Pouilly en France. De grandes dimensions ($26\times16\times16$ m^3) et pesant environ 10000 tonnes, il est composé d'un grand nombre de détecteurs comme le montre la figure 2.6. Sur cette figure, il se dégage deux grandes parties. La première est l'aimant solénoïdal L3, qui fut l'aimant d'une ancienne expérience du LEP portant le même nom. Cet aimant génère un champ magnétique de 0.5 T et pèse près de 8000 tonnes, soit 80% de la masse du détecteur. Il contient le tonneau central d'ALICE et plusieurs détecteurs situés aux petits angles. Les détecteurs centraux ($|\eta| < 0.9$) s'organisent autour du point d'interaction et ont pour rôle l'identification des hadrons, électrons et photons ainsi que la reconstruction des trajectoires des particules chargées. Les détecteurs aux petits angles, quant à eux, sont utilisés pour le déclenchement

et la caractérisation des collisions. Enfin, le spectromètre à muons (-4 $< \eta <$ -2.5) compose la seconde partie d'ALICE. Il assure la détection et la reconstruction de la trajectoire des muons et est décrit plus en détail dans le chapitre suivant. L'expérience ALICE est également pourvue d'un détecteur de rayonnements cosmiques : ACORDE (ALICE Cosmic Ray DEtector) positionné sur le dessus de l'aimant L3.

Toutes les grandeurs spatiales du détecteur sont définies par un système de coordonnées Cartésiennes. La base de ce système est orthogonale. L'axe Z est parallèle à l'axe du faisceau et pointe vers le côté opposé au spectromètre à muons (côté A). L'axe X est contenu dans le plan horizontal et pointe vers le centre de l'accélérateur. Pour finir, l'axe Y orienté vers le haut, est perpendiculaire aux deux premiers.

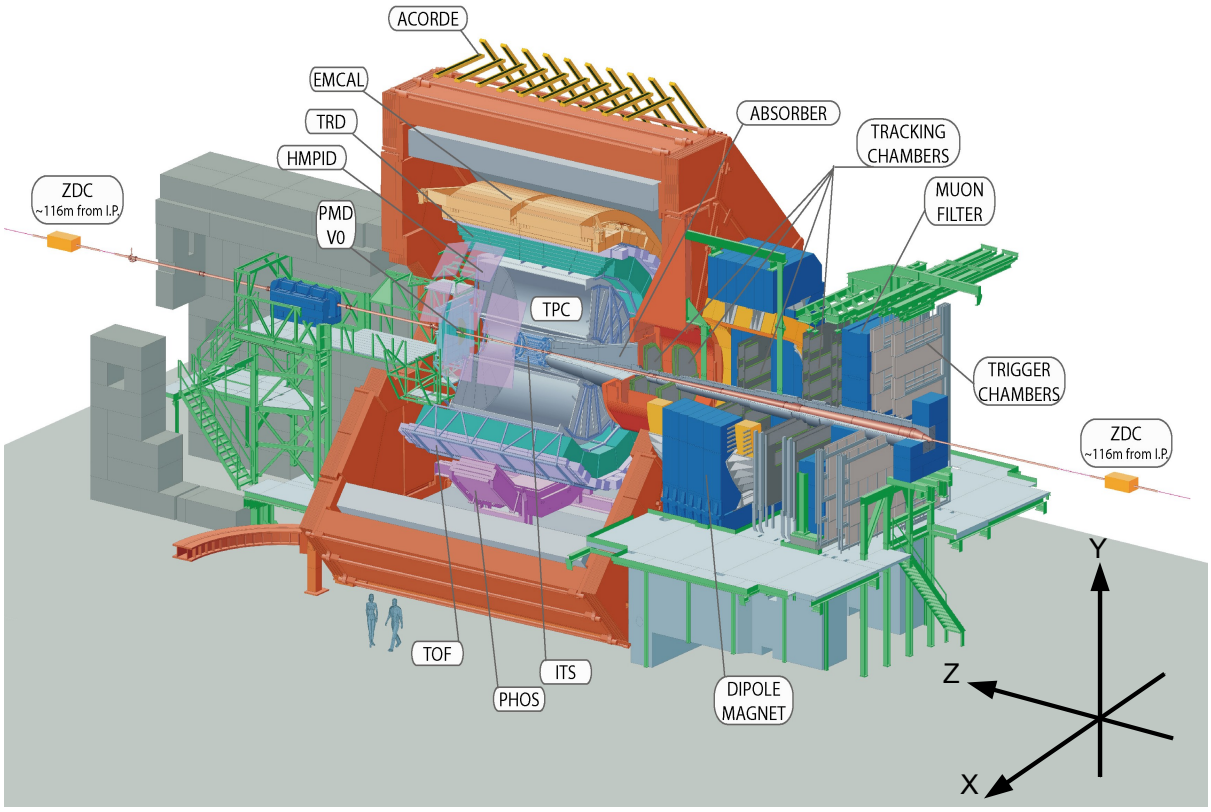


FIGURE 2.6 — Schéma de l'expérience ALICE et de ses détecteurs.

Grâce à ses nombreux détecteurs, l'expérience ALICE dispose d'une large couverture en pseudo-rapidité (9 unités entièrement couvertes) comme le montre la figure 2.7. De plus, comme illustré avec la figure 2.8, le design particulier d'ALICE lui permet de reconstruire la trajectoire des particules et de les identifier sur une large gamme en impulsion transverse (de $p_T \sim$100 MeV/c à $p_T \sim$100 GeV/c). Ceci n'est possible que grâce à la faible quantité de matière dans le tonneau central et au champ faible de l'aimant L3. Ces caractéristiques permettent à ALICE d'accomplir des mesures dans des gammes en η ou p_T équivalentes

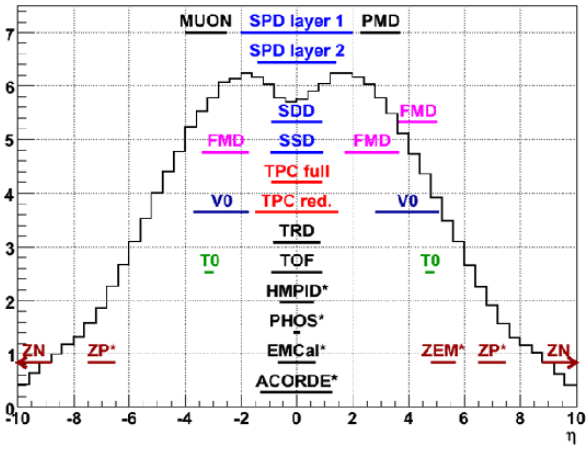


FIGURE 2.7 — Couverture en pseudo-rapidité des différents détecteurs de l'expérience ALICE [36].

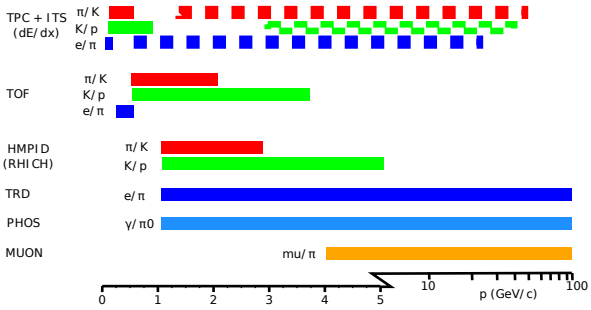


FIGURE 2.8 — Capacité d'identification des particules en fonction de p_T des différents détecteurs de l'expérience ALICE [36].

et/ou complémentaires à ATLAS, CMS et LHCb. ALICE est la seule expérience capable d'identifier les particules à basse impulsion transverse. Enfin, la conception du détecteur autorise des mesures variées. En effet, il est possible de reconstruire des particules de faible durée de vie tels que les mésons B et D ou les hypérons ; la totalité du spectre des quarkonias (J/ψ, ψ', $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$) est accessible, ce qui permet l'étude du phénomène de suppression dû au déconfinement ou de recombinaison (pour le J/ψ) ; il est aussi possible, grâce aux capacités à bas p_T d'ALICE, d'obtenir des informations sur l'évolution thermique du système aux premiers instants de la collision via les photons thermiques. Chacune de ces mesures et bien d'autres encore requièrent une technologie particulière et donc un détecteur particulier. Ceux-ci sont décrits dans les sections suivantes.

2.2.1 Le système de déclenchement et d'acquisition des données

Les systèmes de déclenchement et d'acquisition [37] sont les pierres angulaires qui garantissent le bon déroulement et la qualité des analyses de données et donc des mesures physiques faites avec l'expérience ALICE.

Le Central Trigger Processor (CTP) est le système de déclenchement d'ALICE. Son objectif principal est de combiner, pour chaque événement, les signaux provenant des détecteurs impliqués dans le déclenchement. Si l'événement présente les caractéristiques recherchées, il envoie alors un signal à un ensemble de détecteurs (aussi appelé « cluster »). Chaque détecteur ayant des spécificités différentes, notamment en terme de temps de réponse, trois niveaux de déclenchement sont définis :

- Le niveau 0 (L0) : il s'agit du niveau de déclenchement le plus rapide. Le temps écoulé entre la collision et la réception du signal de niveau 0 au niveau du CTP est de 1.2 μs ;
- Le niveau 1 (L1) : ce niveau de déclenchement intermédiaire est généré en 6.5 μs ;

— Le niveau 2 (L2) : ce niveau est beaucoup plus lent que ses prédécesseurs ($\sim$100 μs).

Les deux premiers niveaux ont pour but d'envoyer un signal d'attente de lecture aux détecteurs concernés, mais c'est le dernier niveau de déclenchement qui décide de la conservation ou de la réjection d'un événement. Enfin, les différents déclenchements sont organisés en classes. Une classe de déclenchement est définie par :

— une condition logique associant un ou plusieurs signaux de L0, L1 et L2 ;
— un ensemble de détecteurs pour lesquels l'acquisition de données est requise ;
— un facteur de réduction pour limiter la fréquence de déclenchement si nécessaire.

Les classes de déclenchement utilisées lors d'une prise de données dépendent de nombreux paramètres comme le système étudié (p-p, Pb-Pb, p-Pb).

Le Data AcQuistion system (DAQ) a pour rôle principal de traiter les données fournies par tous les détecteurs et de construire les événements pour pouvoir les enregistrer sur disque. Le CTP initie le transfert des données depuis les détecteurs vers la DAQ via les DDL (Detector Data Link) jusqu'aux LDC (Local Data Concentrator). Ces derniers ont pour fonction la reconstruction partielle de l'événement pour chaque détecteur. Le nombre de LDC par détecteur dépend de la quantité de données générée par chacun d'entre eux. Les informations sont ensuite centralisées et assemblées en événements globaux au niveau des GDC (Global Data Concentrator), avant leur transfert vers les supports permanents. La bande passante maximum disponible pour le transfert de données de ces supports permanents est de 1,25 Go/s. Cette limite, dans le cadre de très haute luminosité peut être atteinte et est donc un des facteurs limitant la quantité de données enregistrable par l'expérience ALICE. Enfin, la DAQ permet aussi un accès aux données en ligne. Ceci est notamment utile pour le logiciel de contrôle en ligne AMORE [38] ou encore pour extraire des paramètres de calibration provenant des différents détecteurs.

Le High Level Trigger (HLT) est un système de déclenchement de haut niveau qui vient compléter le CTP. Il permet de raffiner la sélection des événements et prend la forme d'un algorithme spécifique à chaque détecteur impliqué. Cet algorithme est lancé lors de la reconstruction partielle de l'événements par les LDC de chaque détecteur. Il permet aussi une compression des données, sans perte d'information, avant leur stockage sur les supports permanents.

Le Data Control System (DCS) a pour tâche de contrôler le bon déroulement de l'expérience dans des conditions de sécurité maximales. Il prend en charge le contrôle à distance, le suivi de tous les détecteurs d'ALICE et mesure aussi des paramètres plus généraux de l'expérience comme la température au sein de la caverne durant la prise de données.

2.2.2 Le tonneau central

La partie centrale d'ALICE est installée à l'intérieur de l'aimant L3 et les différents détecteurs sont disposés en couches coaxiales suivant l'axe du faisceau (figure 2.9). Du centre vers l'extérieur du détecteur on trouve alors : l'Inner Tracking System (ITS), la TPC

(Time Projecting Chamber), le Transition Radiation Detector (TRD), le TOF (Time Of Flight), et enfin le High Momentum Particle Identification (HMPID) et les deux calorimètres électromagnétiques (EmCal) et à photons (PHOS). Vient ensuite à l'extérieur de L3, et non représenté sur la figure, le détecteur à rayons cosmiques ACORDE [39].

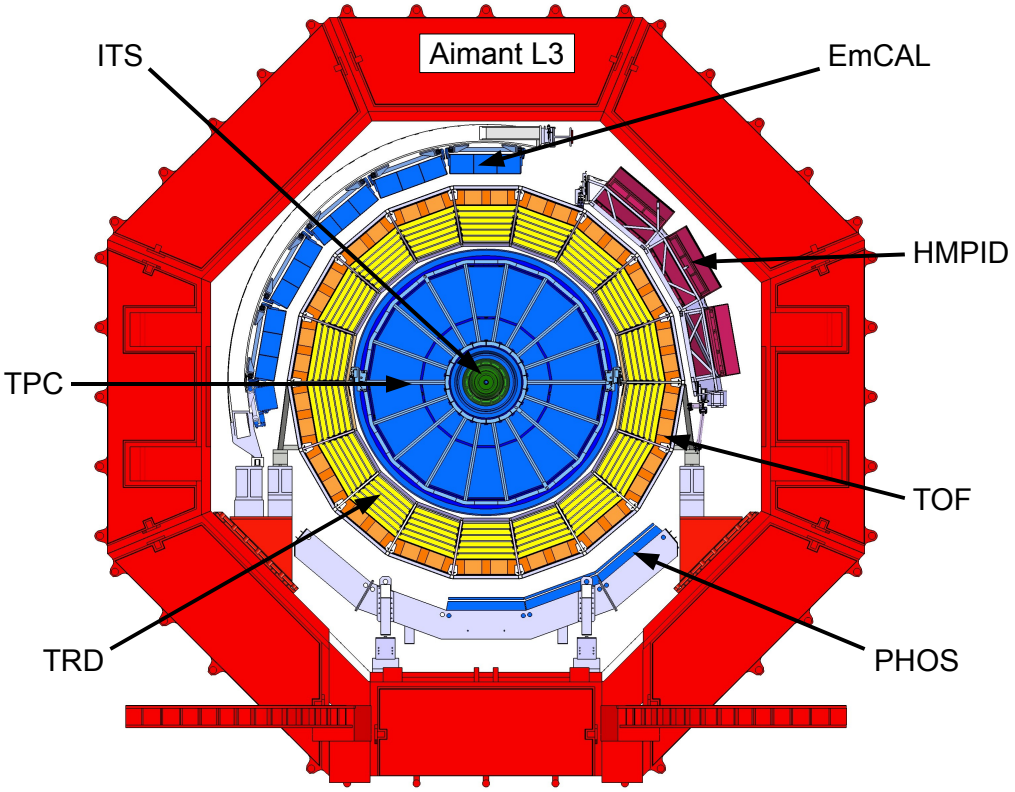


Figure 2.9 – Vue en coupe du tonneau central d'ALICE dans le plan XY.

2.2.2.1 L'Inner Tracking System (ITS)

L'Inner Tracking System (ITS) [40] est le système de trajectographie interne d'ALICE. Comme l'illustre la figure 2.10, il est constitué de 6 couches cylindriques de Silicium pour un volume total de 0.7 m^3. La première couche se situe au plus proche du point d'interaction, soit à un rayon r=3.9 cm du point d'interaction. La position de cette dernière est limitée par le rayon du tube de faisceau en Béryllium (d'un rayon externe de 2.98 cm pour une épaisseur de 800 μm). La couche la plus externe est, quant à elle, située à 43.0 cm. Les positions des différentes couches sont tabulées dans le tableau 2.2.

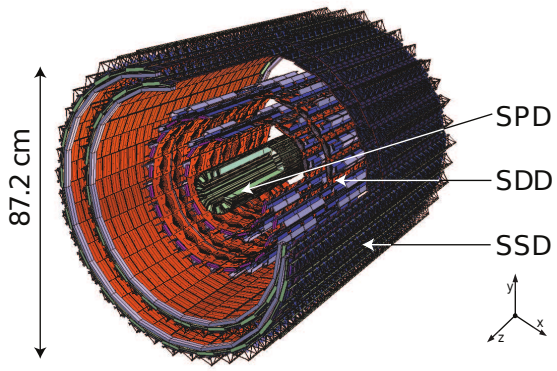


Figure 2.10 – Vue schématique de l'ITS.

Tableau 2.2 – Caractéristiques géométriques de l'ITS.

	couche	type	r (cm)	± z (cm)
SPD	1	Pixels	3.9	14.1
	2	Pixels	7.6	14.1
SDD	3	Dérive	15.0	22.2
	4	Dérive	23.9	29.7
SDD	5	Pistes	38.0	43.1
	6	Pistes	43.0	48.9

La couverture en pseudo-rapidité de ce détecteur est de $|\eta| < 0.9$, exception faite de la première couche qui couvre une gamme plus large atteignant une couverture en pseudo-rapidité de $|\eta| < 1{,}98$. Les rôles majeurs de l'ITS sont la détermination de la position du vertex primaire avec une résolution plus petite que 100 μm, l'identification et la trajectographie des particules chargées de faible impulsion ($<$ 200 MeV/c) ainsi qu'une amélioration de l'impulsion et de l'angle mesurés par la TPC. L'ITS reconstruit notamment les particules traversant les régions non instrumentées de la TPC (Time Projecting Chamber). De plus, comme le suggère la figure 2.10, il est possible de distinguer trois sous-systèmes, utilisant trois technologies de détection différentes :

Le SPD (Silicon Pixel Detector), constituant les deux couches les plus internes de l'ITS, est basé sur une technologie à pixels de silicium. Chaque pixel représente une surface de 50 $\times$ 425 μm^2 pour une épaisseur de 200 μm. Son grand nombre de voies de lecture ($\sim$ 10 000 000), couplé à sa proximité avec le point d'interaction lui permettent de détecter les décroissances des résonances exotiques comme les hypérons et les mésons B et D en reconstruisant leur vertex secondaire d'interaction. De plus, la petite taille de ses éléments de détection par rapport aux couches plus externes permet d'améliorer la précision sur le vertex primaire d'interaction. Le SPD joue aussi un rôle clé au niveau du déclenchement grâce à ses capacités de lecture rapide. En effet, le SPD est utilisé comme déclencheur de biais minimum en collisions p-p et Pb-Pb. Il apporte aussi une estimation très précise du paramètre d'impact et est donc utilisé comme estimateur de la centralité en collisions Pb-Pb. Sa résolution est de 0.5% sur la largeur des tranches en centralité pour les événements les plus centraux. De plus, sa couverture étendue en pseudo-rapidité permet d'assurer la continuité de la couverture en η avec les détecteurs vers l'avant. Le SPD est utilisé pour mesurer la densité en particules chargées en p-p, p-Pb et Pb-Pb dans ALICE (voir chapitre 3).

Le SDD (Silicon Drift Detector) est un sous-détecteur Silicium à dérive dont les éléments sensibles ont une surface de 202 $\times$ 294 μm^2 et 300 μm d'épaisseur. Il compose les deux couches centrales de l'ITS. La vitesse de dérive dépendant de la température, un système de refroidissement complexe assure la stabilité de la température du SDD à 0,1 K. Il est utilisé pour la trajectographie et pour mesurer l'énergie déposée par unité de longueur (dE/dx) des particules chargées traversant ses deux couches. Ceci

permet l'identification de particules (PID) de basse impulsion transverse.

Le SSD (Silicon Strip Detector) a pour rôle de faire le lien entre les traces reconstruites dans l'ITS et celles reconstruites dans la TPC. Les micro-pistes de Silicium qui le composent (95 $\times$ 40000 μm^2 pour 300 μm d'épaisseur) permettent aussi d'améliorer l'identification des particules en fournissant des informations supplémentaires sur le dE/dx.

Les performances de l'ITS ont pu être estimées grâce aux prises de données en p-p comme en Pb-Pb. Deux exemples sont donnés dans les figures 2.11 et 2.12. La figure 2.11 représente la résolution sur le vertex primaire d'interaction en fonction de la multiplicité des tracelettes[6] pour l'ITS en cercles pleins et pour le SPD seul en cercles vides en p-p à 7 TeV. Comme attendu, la résolution s'améliore avec la multiplicité des traces reconstruites pour atteindre des valeurs inférieures à 50 μm en X et en Y. La figure 2.12 montre la perte d'énergie mesurée par l'ITS en fonction de l'impulsion en collisions Pb-Pb à 2,76 TeV. Il est donc possible de séparer les pions (π) et les électrons (e^-) pour des impulsions inférieures à 500 MeV/c. De même, les kaons (K) et les protons (p) peuvent être identifiés pour des impulsions allant respectivement jusqu'à 0.5 et 1 GeV/c. Pour finir, l'ITS est impliqué dans la majorité des analyses composant le programme de physique de l'expérience ALICE.

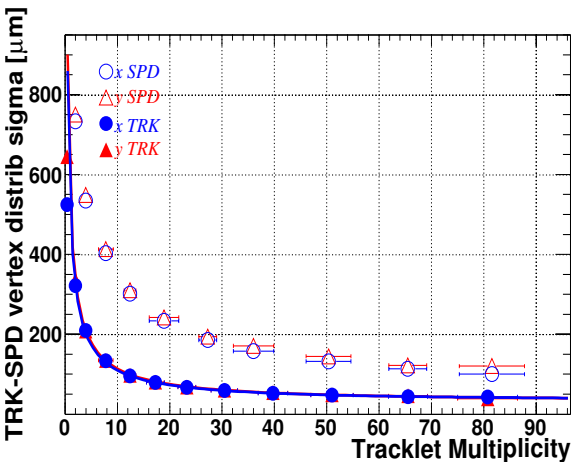


FIGURE 2.11 — Résolution en X et Y sur la position du vertex donnée par le SPD seul et l'ITS en collisions p-p à 7 TeV.

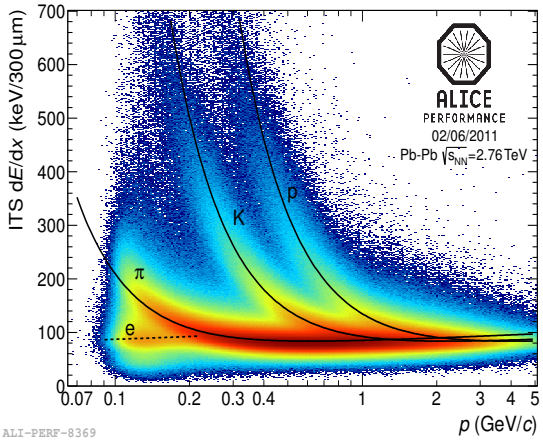


FIGURE 2.12 — dE/dx des particules chargées en fonction de l'impulsion donnée par l'ITS en collisions Pb-Pb à 2,76 TeV.

2.2.2.2 L'identification des particules chargées : la TPC, le TRD, le TOF et le HMPID

La TPC (Time Projecting Chamber) [41] est le cœur du système de trajectographie de la partie centrale d'ALICE et la plus grande TPC construite à ce jour. Basé sur la technologie de chambre à dérive, il s'agit en fait d'un volume cylindrique rempli d'un mélange de gaz $Ne/CO_2/N_2$ (85.7%/9.5%/4.8%). La TPC détecte les particules

6. Une tracelette est définie comme une paire d'impacts dans le SPD où chaque impact appartient à une couche différente.

chargées dans la gamme en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.9$ et couvre tous les azimuts (φ). La résolution atteinte sur le dE/dx est de l'ordre de 5% pour des traces isolées en collisions Pb-Pb les plus centrales. Le temps de dérive de $\sim$90 μs et la taille des événements en sortie de l'électronique [7] sont des facteurs limitant les capacités de lecture de la TPC et compte parmi les détecteurs les moins rapides de l'expérience ALICE. Ceci impose des contraintes sur la luminosité maximale que ce détecteur peut accepter. Les objectifs de la TPC sont la reconstruction des traces, la mesure de l'impulsion des particules et la détermination des vertex secondaires. Elle permet de discriminer les traces pour des impulsions transverses allant de 0.1 à 100 GeV/c avec une grande efficacité et l'identification des électrons, pions (π), protons (p), et kaons (K) jusqu'à $\sim$20 GeV/c d'impulsion transverse grâce notamment à la remontée relativiste [42].

Le TRD (Transition Radiation Detector) [43] est composé de 18 super-modules divisés en 30 modules arrangés suivant 6 couches radiales et 5 secteurs suivant la direction des faisceaux. Enveloppant totalement la TPC, il dispose d'une couverture totale en azimut et de $|\eta| < 0.9$ en pseudo-rapidité. Le TRD mesure l'énergie des radiations [8] émises par une particule chargée de haute énergie et reconstruit leur trajectoire grâce à la mesure du temps de dérive. L'objectif du TRD est l'identification des particules chargées et principalement l'identification des électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c avec une efficacité de réjection des pions de 90%. Actuellement, tous les modules du TRD ne sont pas encore installés. Les 5 modules restants seront installés lors du LS1 (Long Shutdown 1) [9].

Le TOF (Time Of Flight) [44, 45] est un détecteur permettant de mesurer le temps de vol des particules. Il englobe le TRD et couvre la même gamme en φ et η que les détecteurs du tonneau central qu'il contient et est organisé suivant une structure modulaire de 18 secteurs en azimut et 5 modules suivant l'axe des faisceaux. L'efficacité de détection atteinte est de 99.9% et la résolution temporelle d'environ 50 ps. Cette mesure précise du temps de vol permet au TOF d'identifier les particules chargées dans une gamme intermédiaire en impulsion. Les performances du TOF autorisent notamment une identification des π et des K pour des impulsions inférieures à 2.2 GeV/c et des p pour des impulsions inférieures à 4 GeV/c. Ces séparations π/K et K/p sont alors réalisées avec une résolution meilleure que 3 σ. Enfin, du point de vue de la physique, le TOF est impliqué dans l'extraction des distributions en impulsion transverse des π, K et p, la production du charme ouvert ou encore du l'étude méson Φ.

Le HMPID (High Momentum Particle IDentification detector) [46] couvre 57.6° en φ et $\pm$ 0.6 en η, soit environ 5% de l'espace des phases de la partie centrale. Il est constitué de 7 modules RICH (Ring Imaging CHerenkov) et est principalement dédié à la détection des hadrons chargés d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c. Il permet

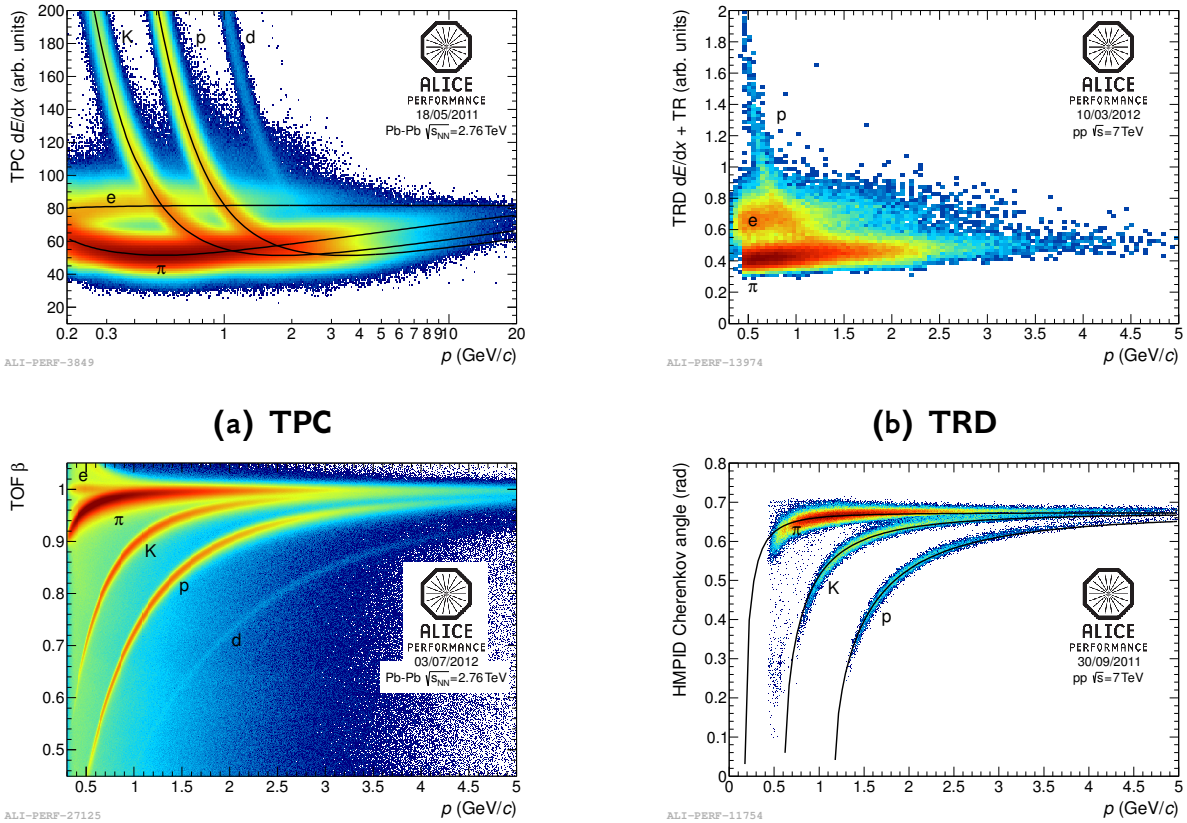
7. La taille des événements en sortie de l'électronique peut très rapidement saturer les capacités de lecture du système d'acquisition lorsque le taux d'interaction est élevé.

8. L'énergie de la radiation émise par une particule chargée dans le TRD est proportionnelle au facteur de Lorentz $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, où $\beta = v/c$ est la vitesse relative de la particule par rapport à la célérité de la lumière c.

9. Plusieurs périodes d'arrêt du LHC sont prévues pour la maintenance et l'amélioration de l'accélérateur et des détecteurs. Le LS1 est en cours actuellement et le LS2 est prévu pour 2017.

notamment la séparation π/K jusqu'à 3 GeV/c et K/p jusqu'à 5 GeV/c d'impulsion. Cette séparation est atteinte par une mesure d'une précision de l'ordre de quelques $mrad$ de l'angle Cherenkov θ_c.

Pour finir, en utilisant les informations provenant de l'ITS, de la TPC, du TRD et du TOF, l'expérience ALICE est capable d'identifier et de séparer les e^-, π, K, p et d sur une large gamme en impulsion (figure 2.13). De plus, la combinaison des informations permet d'obtenir une trajectographie complète pour des événements de basse comme de haute multiplicité et pour des impulsions pouvant descendre en dessous de 1 GeV/c.



(a) TPC **(b) TRD**

(c) TOF **(d) HMPID**

FIGURE 2.13 — **figure (a)** : dE/dx dans la TPC en fonction de l'impulsion p. **figure (b)** : Dépôt d'énergie en collision p-p à 7 TeV dans le TRD pour les e^-, π et p après une coupure sur le dE/dx mesuré avec la TPC. **figure (c)** : Performance du TOF sur l'identification des e^-, π, K, p et d en fonction de p. **figure (d)** : θ_c mesuré par le HMPID en fonction de p.

2.2.2.3 Les calorimètres d'ALICE : le PHOS et l'EmCAL

Le PHOS (PHOton Spectrometer) [47] couvre une gamme en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.12$ et un angle azimutal de 100°. Il est composé de 4 modules qui consistent en un calorimètre électromagnétique de très haute granularité. La haute résolution spatiale et

énergétique du PHOS est utilisée pour la détection des photons dans une gamme allant de 0.5 à 10 GeV/c en p_T et des mésons neutres légers (η et π^0 dans une gamme allant de 1-2 à 10 GeV/c en p_T principalement) via le canal de désintégration diphotonique. Ceci permet notamment l'étude des photons directs, de l'absorption de gerbe (ou « jet-quenching ») par la mesure des π^0 de haut p_T ou encore les corrélations γ-jet. Pour le moment, seuls 3 des 4 modules du PHOS sont installés. Lors du LS1, un nouveau module doit être installé.

L'EmCAL (ElectroMagnetic CALorimeter) [48] est un calorimètre électromagnétique à échantillonage dont la couverture est $|\eta| < 0.7$ en pseudo-rapidité et de 107° en azimut. Il est constitué de 11 super-modules dont chacun comprend 288 modules disctincts. L'EmCAL permet d'augmenter de façon significative l'acceptance de la mesure des photons en complétant celle du PHOS. De plus, en combinant les informations données par le système de trajectographie d'ALICE, la résolution sur l'énergie des gerbes (ou « jets ») est grandement améliorée (90% de l'énergie de la gerbe reconstruite pour une gerbe de 100 GeV). Ses principaux objectifs sont donc l'étude de l'absorption des gerbes (« jet-quenching »), des photons ainsi que des corrélations γ-jets et hadron-jets. Enfin, l'EmCAL fournit aussi des signaux de déclenchement pour les gerbes, les photons et les électrons (L0 et L1). Ceci permet d'augmenter la capacité d'ALICE à détecter les gerbes d'un facteur 200 environ [10]. Lors du LS1, il est prévu de compléter l'acceptance de l'EmCAL par un autre calorimètre : DCAL [49]. Il s'agit de 8 super-modules placés de part et d'autre du PHOS. Ceci permettra d'obtenir une couverture quasi symétrique et donc d'améliorer les analyses portant sur les corrélations.

2.2.3 Les détecteurs vers l'avant

L'aimant L3 contient des détecteurs placés à grande rapidité. Ces détecteurs sont dédiés à la mesure d'observables globales, telles que la multiplicité de photons ou de particules chargées, en complément des mesures effectuées par les détecteurs de la partie centrale. On trouve le FMD, le T0, le PMD et le VZERO [50–52]. Ils jouent aussi un rôle clé dans l'estimation de certaines grandeurs essentielles à la caractérisation des collisions d'ions lourds comme la centralité ou le plan de réaction. Le T0 et le VZERO sont également utilisés pour le déclenchement de bas niveau de l'expérience ALICE. Le ZDC [53], quant à lui, est placé à l'extérieur de l'aimant L3 très loin du point de collision, à environ 115 m du point d'interaction. On décrira dans cette section les détecteurs FMD, T0, PMD et ZDC. Le VZERO étant très utilisé dans ce travail de thèse, la section 2.2.4 lui sera consacrée.

2.2.3.1 Le FMD, le PMD et le T0

Le FMD (Forward Multiplicity Detector) [50] est composé de 5 anneaux (figure 2.14). Il dispose d'un anneau à très grande rapidité (FMD1i) et de deux ensembles

10. Le déclenchement de l'acquisition seulement pour les événements contenant au moins une gerbe permet d'augmenter la statistique collectée en limitant les temps morts des détecteurs.

de deux anneaux (FMD2i/FMD2o et FMD3i/FMD3o) de part et d'autre du point d'interaction. La position relative le long de l'axe des faisceaux, les rayons internes et externes et la couverture en pseudo-rapidité des anneaux sont donnés dans le tableau 2.3. Ce détecteur est composé de bandes de Silicium et chaque anneau contient 10240 bandes d'une épaisseur d'environ 300 μm. Les anneaux internes (FMD1i/FMD2i/FMD3i) sont segmentés en 20 secteurs contenant 512 bandes et les anneaux externes (FMD2o/FMD3o) sont divisés en 40 secteurs de 256 bandes.

Le rôle premier du FMD est de compléter la couverture en pseudo-rapidité de l'ITS. Il permet l'étude d'observables globales comme la multiplicité de particules chargées par unité de pseudo-rapidité. Il est aussi utilisé pour la détermination du plan de réaction et la mesure des différentes harmoniques du flot anisotropique en collisions Pb-Pb.

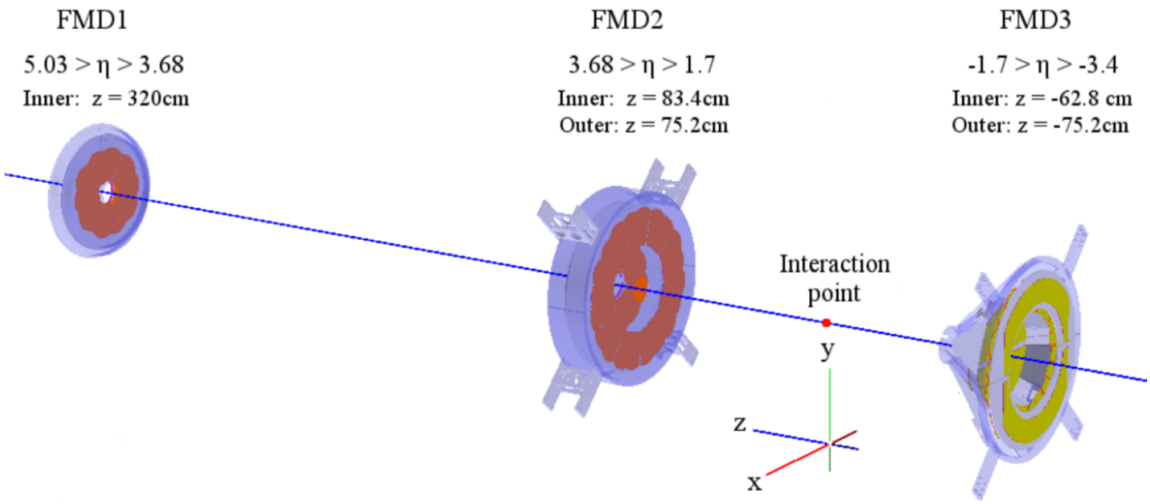


FIGURE 2.14 — Schéma des anneaux qui composent le FMD le long du tube faisceau.

TABLEAU 2.3 — Rayons interne/externe, position suivant l'axe Z du faisceau et couverture en η des anneaux du FMD.

Anneau	r_{int}/r_{ext} (cm)	Z (cm)	η_{min}/η_{max}
FMD1i	4.2/17.2	320	3.68/5.03
FMD2i	4.2/17.2	83.4	2.28/3.68
FMD2o	15.4/28.4	75.2	1.70/2.29
FMD3i	4.2/17.2	-62.8	-3.40/-2.01
FMD3o	15.4/28.4	-75.2	-2.29/-1.70

Le PMD (Photon Multiplicity Detector) [51,52] dispose d'une couverture en pseudo-rapidité de $2.3 < \eta < 3.5$. Ce détecteur de haute granularité est composé de 24 modules construits pour détecter les photons. Il permet de caractériser les événements (plan de réaction) et de mesurer certaines observables globales (multiplicité des photons et leur distribution spatiale, flot anisotropique, etc.).

Le T0 [50] est composé de deux disques de radiateurs Cherenkov couplés à des

tubes photomultiplicateurs (PMT). Ces deux disques sont placés de part et d'autre du point d'interaction et respectivement nommés T0-A ($Z > 0$ cm) et T0-C ($Z < 0$ cm). Ils sont positionnés à 375 cm et -70 cm sur l'axe des faisceaux et couvrent une gamme en pseudo-rapidité de 4.61 $< \eta <$ 4.92 et -3.28 $< \eta <$ -2.97. Sa résolution en temps est meilleure que 50 ps et l'efficacité de déclenchement varie de 50% en collisions p-p jusqu'à 100% en collision d'ions lourds. Il est donc utilisé comme déclencheur L0 et fournit le signal de départ de la mesure pour le TOF. Ses performances et sa position asymétrique lui permettent notamment de rejeter les interactions faisceau-gaz avec une bonne efficacité comparable à celle du VZERO (voir section 2.2.4). Il est aussi utilisé pour fournir un signal rapide pour la mise en marche du TRD. Enfin, il mesure indépendamment la position du vertex d'interaction selon l'axe du faisceau avec une précision de ± 1.5 cm.

2.2.3.2 Le Zero Degree Calorimeter (ZDC)

Le ZDC (Zero Degree Calorimeter) [53] est composé de deux calorimètres à hadrons ZDC-A et ZDC-C et d'un calorimètre électromagnétique : le ZEM (Zero degree Electro-Magnetic calorimeter). Les deux calorimètres hadroniques sont situés de part et d'autre du point d'interaction. Leur position exacte par rapport à l'IP est variable suivant la période de prise de données[11]. Ainsi, de 2009 à 2011, les ZDC étaient placés à $\pm$ 114 m du point d'interaction alors qu'à partir de 2012, ils furent déplacés à $\pm$ 112.6 m sur l'axe des faisceaux. Les calorimètres hadroniques sont chacun constitués de deux calorimètres séparés, un pour les protons (ZP-A/C) et un pour les neutrons (ZN-A/C). Chacun de ces calorimètres est composé d'un empilement de plaques de métaux lourds faites d'un alliage de tungstène pour les neutrons et de laiton pour les protons. Chaque plaque est rainurée pour y intégrer une matrice en fibres de quartz. Les particules traversant les plaques d'alliage créent des gerbes qui se développent dans les fibres de quartz et produisent des photons par effet Cherenkov. Les photons sont collectés par des photomultiplicateurs et convertis en signaux électriques.

Quand deux noyaux entrent en collision, seule une fraction des nucléons participent à la collision (appelés nucléons participants) et les autres (appelés nucléons spectateurs) poursuivent leur trajectoire dans le tube faisceau. Cependant, la trajectoire des protons spectateurs est légèrement défléchie par les aimants du LHC, alors que les neutrons poursuivent leur course en ligne droite sans être affectés après la collision. Ainsi, les calorimètres à neutrons sont placés au plus proche du tube faisceau alors que les calorimètres à protons sont situés plus en périphérie de la trajectoire des faisceaux incidents. Les ZDC-A/C mesurent l'énergie de ces nucléons spectateurs. La valeur de cette énergie est directement corrélée à la centralité de la collision (plus la collision est centrale, moins il y a de nucléons spectateurs, donc moins il y a d'énergie déposée dans les calorimètres) et le nombre de

11. En 2012, une partie du tube faisceau a été changée et les collimateurs de faisceau ont été déplacés de 70 m. Afin de préserver les performances du ZDC, sa position a été ajustée.

spectateurs peut être déterminé, pour les collisions les plus centrales, grâce à la relation :

$$N_{\text{spectateurs}} = \frac{E_{ZDC}}{E_{\text{faisceau}}} \quad , \tag{2.6}$$

où, $N_{\text{spectateurs}} = A - N_{\text{participants}}$ et $E_{\text{faisceau}} = 2.76/2 = 1.38$ TeV pour des collisions Pb-Pb lors des prises de données en 2010 et 2011.

Le ZEM, quant à lui, est positionné à 7.35 m du point d'interaction, dans la direction opposée au spectromètre à muons (côté A) et couvre $4{,}8 < \eta < 5{,}7$. Ce calorimètre électromagnétique est composé d'un empilement de plaques de Plomb. Comme pour les ZDC-A/C, des fibres optiques en quartz, insérées entre les plaques, sont chargées de récupérer les photons Cherenkov. Le signal ainsi collecté dépend directement de la multiplicité en particules émises lors de la collision, et donc par extension, de la centralité.

Le ZDC est conçu pour estimer la centralité de la collision. La résolution sur la centralité est d'environ 1% pour les événements les plus centraux (0-10%) et de 3% pour les événements de centralité intermédiaire (10-30%) [54]. Cette résolution se détériore très rapidement avec l'accroissement du paramètre d'impact. En effet, des processus de fragmentations multiples des noyaux pour les événements périphériques dégradent la résolution de l'énergie mesurée par les calorimètres hadroniques. La centralité est estimée grâce à la corrélation entre les signaux fournis par les calorimètres hadroniques et par le ZEM (figure 2.15).

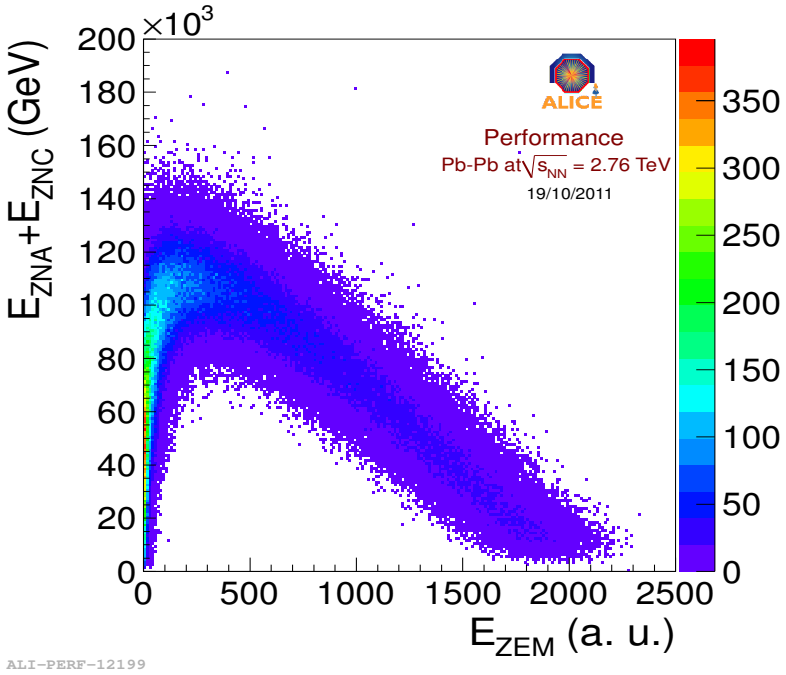


FIGURE 2.15 — Energie déposée dans les calorimètres à neutrons (ZN-A + ZN-C) en fonction de l'énergie déposée dans le ZEM.

2.2.4 Le VZERO

Le VZERO [50,55] est composé de deux disques de scintillateur nommés VZERO-A et VZERO-C. Il a été développé et construit à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (VZERO-C) et par le département de Physique de Cinvestav à Mexico (VZERO-A). Le VZERO-A se situe à 329 cm du point d'interaction ($Z > 0$ cm) pour un diamètre de 100 cm. Le VZERO-C, d'un diamètre de 74 cm, est fixé sur la face avant de l'absorbeur hadronique à environ 90 cm du point d'interaction ($Z < 0$ cm). La couverture en pseudo-rapidité pour ce détecteur est de 2.8 $< \eta <$ 5.1 et -3.7 $< \eta <$ -1.7 pour le VZERO-A et le VZERO-C respectivement. Comme le montre la figure 2.16, les deux disques sont segmentés en 4 anneaux de rayon variable pour une couverture homogène en pseudo-rapidité. La couverture respective de tous les anneaux du VZERO en η est donnée dans le tableau 2.4. Enfin, chaque anneau est scindé en 8 cellules de 45° chacune.

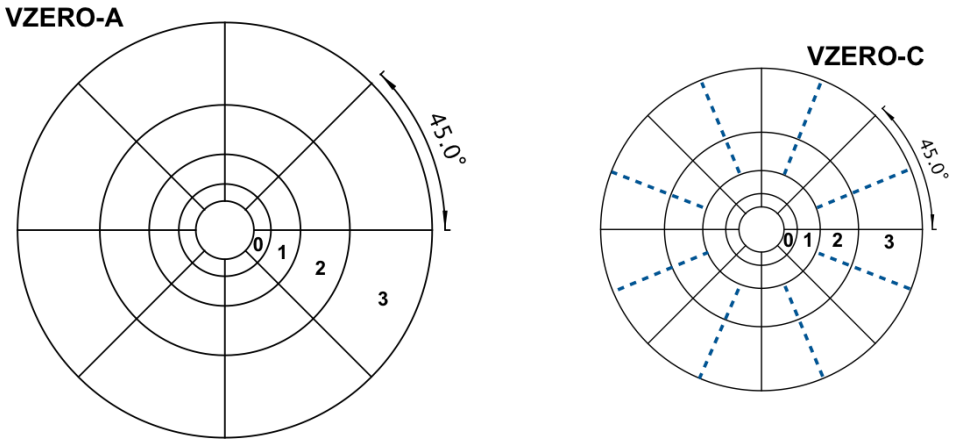


Figure 2.16 – Segmentation des disques du VZERO pour le VZERO-A et le VZERO-C. Les éléments scintillants de chaque côté des lignes pointillées pour le VZERO-C sont connectés au même PMT [55].

Les éléments scintillants pour le VZERO sont composés de scintillateur plastique BC404. La lumière générée par le passage des particules chargées à l'intérieur de ces cellules est collectée par des fibres à décalage de longueur d'onde (WLS : Wave Length Shifting) BCF9929A. Ces fibres absorbent la lumière émise par le scintillateur et la convertissent, par fluorescence, en photons de longueur d'onde plus grande. L'utilisation de ces fibres permet une collection efficace de la lumière de scintillation et limite l'atténuation du signal dans les fibres optiques par diffusion Rayleigh et/ou absorption. La lumière est ensuite dirigée par réflexion totale dans la fibre vers des PMTs R5946. Ces PMTs à mailles fines ont été choisis pour leur capacité de fonctionnement dans un champ magnétique. En effet, le VZERO étant entièrement contenu dans l'aimant L3, il est soumis au champ solenoïdal de 0.5 T. La compacité de ces PMTs leur permettent donc d'être moins sensibles à ce genre d'environnement que des PMTs classiques. De plus, pour diminuer l'atténuation du signal dû à l'impact du champ sur la trajectoire des électrons dans le tube,

les PMTs sont orientés avec un angle de 30° par rapport à la direction du champ.

Tableau 2.4 – Couverture en pseudo-rapidité et angle polaire (°), rayon et position suivant l'axe Z des faisceaux pour les anneaux du VZERO-A et du VZERO-C dans le système de coordonnées de l'expérience ALICE.

Anneau	η_{min}/η_{max}	$\theta_{min}/\theta_{max}$	r_{min}/r_{max} (cm)	Z (cm)
VZERO-A				
0	4.5/5.1	0.7/1.3	4.3/7.5	329
1	3.9/4.5	1.3/2.3	7.7/13.7	329
2	3.4/3.9	2.3/3.8	13.9/22.6	329
3	2.8/3.4	3.8/6.9	22.8/41.2	329
VZERO-C				
0	-3.7/-3.2	175.3/177.0	4,5/7,1	-86
1	-3.2/-2.7	172.3/175.3	7,3/11,7	-87
2	-2.7/-2.2	167.6/172.3	11,9/19,3	-88
3	-2.2/-1.7	160.0/167.6	19,5/32,0	-88

Les systèmes de détection pour le VZERO-A et le VZERO-C sont légèrement différents (figure 2.17). Les cellules scintillantes du VZERO-A font 2.5 cm d'épaisseur et les fibres WLS sont directement intégrées à l'intérieur de celles-ci. La lumière est ensuite directement transmise aux PMTs (1 PMT par cellule soit 32 voies). En ce qui concerne le VZERO-C, l'espace occupé par les autres détecteurs et la présence de l'absorbeur impose une géométrie légèrement différente. En effet, les éléments de scintillation ne font que 2 cm d'épaisseur et les fibres WLS sont collées sur les bords de chaque cellule. À la suite de ces fibres, 3 m de fibres claires acheminent les photons vers 32 photomultiplicateurs. Afin d'optimiser la collection de la lumière par les fibres à décalage de longueur d'onde [12], les éléments des deux anneaux extérieurs du VZERO-C sont divisés en 2 sections de 22.5° comme le montre la figure 2.16. Ces sections sont connectées au même photomutiplicateur.

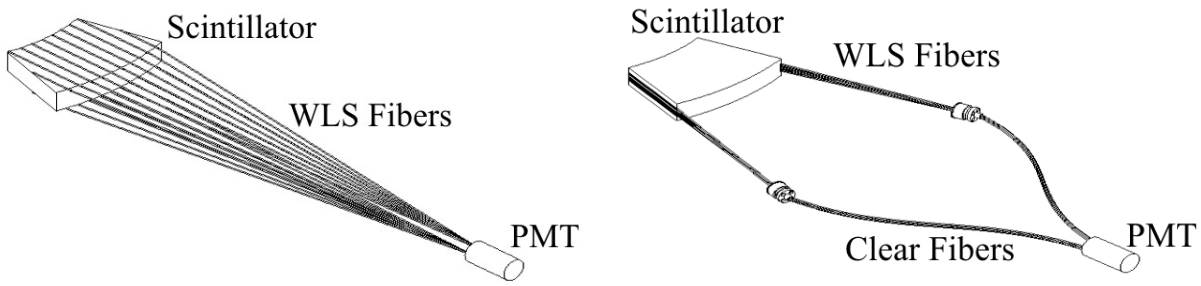


Figure 2.17 – Représentation schématique du système de détection pour un élément scintillant du VZERO-A (gauche) et du VZERO-C (droite) [55].

12. L'utilisation de cellules scintillantes de trop grande taille peut conduire à de fortes fluctuations du signal (auto-absorption des photons par le scintillateur) et une dégradation de la résolution temporelle.

A la sortie des PMTs, des préamplificateurs délivrent deux signaux par voie vers l'électronique frontale (FEE : Front-End Electronics), le premier reste inchangé alors que le second est amplifié d'un facteur 10. Ce système génère 16 signaux de déclenchement L0 dont seulement 5 sont envoyés au CTP selon les caractérisitques de la prise de données et la configuration de l'expérience ALICE ainsi que du LHC. Pour chacune des 64 voies du VZERO, l'électronique mesure :

- le temps d'arrivée de l'impulsion par rapport à l'horloge LHC avec une résolution de 450 ps pour le VZERO-A et 350 ps pour le VZERO-C ;
- la largeur en temps de cette impulsion au dessus du seuil du discriminateur ;
- la charge intégrée de cette impulsion.

Les deux premières quantités sont mesurées par des TDCs (Time Digital Converter) sur le signal amplifié et la dernière est intégrée grâce à un ADC (Analog-to-Digital Converter). Deux types de déclenchement sont dispensés par l'électronique frontale. Le premier type est basé sur la coïncidence des fenêtres en temps prédéfinis pour les interactions faisceau-faisceau et faisceau-gaz et le signal en temps mesuré par les éléments du VZERO. Ce type est utilisé pour le déclenchement de biais minimum, la réjection des interactions faisceau-gaz et pour la sélection d'événements suivant la multiplicité de particules produites par la collision. Le deuxième type de déclenchement utilise la charge totale collectée par le VZERO-A et le VZERO-C. Il permet de définir deux niveaux de déclenchement en fonction de la centralité de la collision en Pb-Pb et p-Pb. Enfin, le VZERO, à l'image du T0, fournit un signal de déclenchement rapide pour la mise en marche du TRD.

En définitive, le VZERO joue donc un rôle clé dans le déclenchement L0 de l'expérience ALICE qui permet au CTP, par combinaison avec d'autres informations à différents niveaux de déclenchement, de construire des déclenchements rares comme le déclenchement sur les muons ou sur les gerbes de haut p_T.

2.2.4.1 Calibration et correction du signal du VZERO

Les hautes tensions de chaque voie sont alors ajustées pour obtenir une réponse uniforme en amplitude pour toutes les voies du VZERO. Lors des collisions p-p, les hautes tensions ont une valeur moyenne autour de 2000 V. En collisions Pb-Pb, afin de limiter la saturation due à la grande multiplicité atteinte, la valeur moyenne des hautes tensions est inférieure, de l'ordre de 1500 V. Le gain des PMTs est alors réduit d'un facteur 10 par rapport aux collisions p-p.

Les temps d'arrivée du signal en fonction de la voie ont été égalisés. On obtient une uniformité sur l'ensemble des cellules de l'ordre de 0.5 ns très proche de la résolution temporelle du VZERO. Le temps de vol des particules entre le point d'interaction nominal et les deux disques du VZERO sont respectivement d'environ 11 ns pour le VZERO-A et 3 ns pour le VZERO-C. La ligne pointillée sur la figure 2.18 représente le temps de collision. On observe clairement sur cette figure le signal provenant des collisions faisceau-faisceau et celui provenant des collisions entre un des deux faisceaux et le gaz résiduel du tube faisceau. La réponse des voies en temps est uniforme.

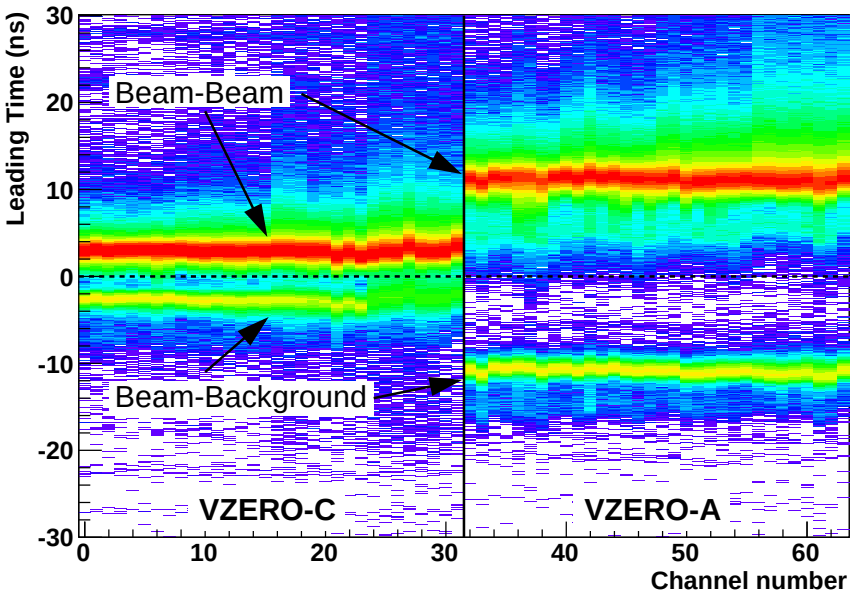


FIGURE 2.18 — Temps d'arrivée de l'impulsion en ns pour des collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les voies sont numérotées de 0 à 31 pour le VZERO-C et de 32 à 63 pour le VZERO-A [55].

L'utilisation d'un discriminateur à seuil implique que les temps d'arrivée obtenus par les cellules du VZERO sont affectés par un décalage de la charge vers les grands temps, ou effet de « slewing ». Cet effet est corrigé dans les données et plus de détails peuvent être trouvés dans [55].

2.2.4.2 Missions et implication du VZERO dans les analyses

Les applications du VZERO dans l'expérience ALICE sont à la fois techniques et physiques. Sa position et la robustesse de la technologie sur laquelle il est basé en font un excellent détecteur pour le déclenchement L0 quel que soit le système de collisions étudié. Il est notamment possible de rejeter les événements provenant d'interactions entre le faisceau et le gaz résiduel du tube en étudiant le temps de vol des particules qui traversent les deux disques. Enfin, certaines grandeurs géométriques et physiques peuvent être mesurées telles que la luminosité, la centralité, le plan de la réaction, le flot anisotropique ou encore la multiplicité de particules chargées. Dans la suite, on détaillera le système de déclenchement basé sur le VZERO ainsi que les mesures réalisées sur la centralité le plan de réaction et la luminosité. La dernière mesure est détaillée dans le chapitre 3.

Le système de déclenchement du VZERO tient une place importante dans le déclenchement L0 de l'expérience ALICE. Il permet de fournir un déclenchement de biais minimum (MB) en p-p, p-Pb (Pb-p) et Pb-Pb et un déclenchement basé sur la centralité de la collision en Pb-Pb. Le VZERO a été opérationnel durant toute la période de

fonctionnement de l'expérience ALICE. Quel que soit le type de collisions, ce système de déclenchement est toujours construit suivant les mêmes principes de base. Le déclenchement de biais minimum requiert une combinaison logique entre les réponses du SPD et des deux disques du VZERO donnée dans le tableau 2.5. Le seuil de déclenchement de chacune des voies du VZERO correspond à l'énergie moyenne déposée, ou une fraction de celle-ci, par une particule à son minimum d'ionisation (MIP). Enfin, le déclenchement MB est mis en coïncidence avec le temps de croisement de faisceau donné par le LHC. Durant la période d'acquisition en collisions Pb-Pb en 2011, ce système de déclenchement MB fut complété par deux autres basés sur la centralité de la collision :

— un déclenchement sur les 50% des événements les plus centraux ;
— un déclenchement sur les 10% des événements les plus centraux.

Lors des collisions Pb-Pb, le système VZERO est configuré pour obtenir une grande efficacité vis-à-vis des interactions hadroniques.

Tableau 2.5 — Configuration logique du système de déclenchement MB de ALICE en fonction de la période et du système collisionnel. Au moins un signal (i.e. au moins une particule traversant le détecteur considéré) est demandé dans un ou chacun des détecteurs composant la combinaison. Si le déclenchement impose N signaux dans le même détecteur, cette condition est notée « × N » dans le tableau ci-dessous. La notation SPDo (SPD outlayer) correspond à la dernière couche du SPD uniquement.

Système	Periode	Combinaison logique
p-p	2009-2010 2011	SPD ou VZERO-A ou VZERO-C VZERO-A et VZERO-C
Pb-Pb	début 2010 fin 2010-2011	2 conditions sur 3 : SPDo (× 2), VZERO-A, VZERO-C SPD et VZERO-A et VZERO-C
p-Pb/Pb-p	2012 2013	VZERO-A ou VZERO-C VZERO-A et VZERO-C

Les capacités de déclenchement du VZERO sont aussi utilisées pour identifier et rejeter les interactions entre le faisceau et le gaz résiduel présent dans le tube. En effet, quel que soit le système collisionnel, un bruit de fond non négligeable provient de ces interactions. Pour ce faire, on utilise le temps de vol des particules détectées par le VZERO par rapport à l'horloge LHC. La figure 2.19 présente les trois cas possibles. Premièrement, si l'interaction est issue de la collision entre les deux faisceaux (BB), les particules produites atteignent le VZERO-A et le VZERO-C en 11 ns et 3 ns respectivement après le signal de croisement de faisceaux donné par l'horloge LHC. Si l'interaction est de type faisceau-gaz (BG) et provient du côté A [13], les particules atteignent le VZERO-A 11 ns avant le croisement des faisceaux et le VZERO-C 3 ns après. Le même raisonnement peut être appliqué pour une interaction BG venant du côté C.

Pour clairement distinguer les deux types d'interactions, un calcul du temps de vol moyen est exécuté pour chaque disque du VZERO. La figure 2.20 montre le temps moyen dans le VZERO-C en fonction du temps moyen dans le VZERO-A. On observe

13. L'interaction a lieu en amont du VZERO-A.

ici qu'en demandant un temps de vol moyen positif pour les deux disques, on peut facilement rejeter les événements BG pour ne conserver que les événements BB.

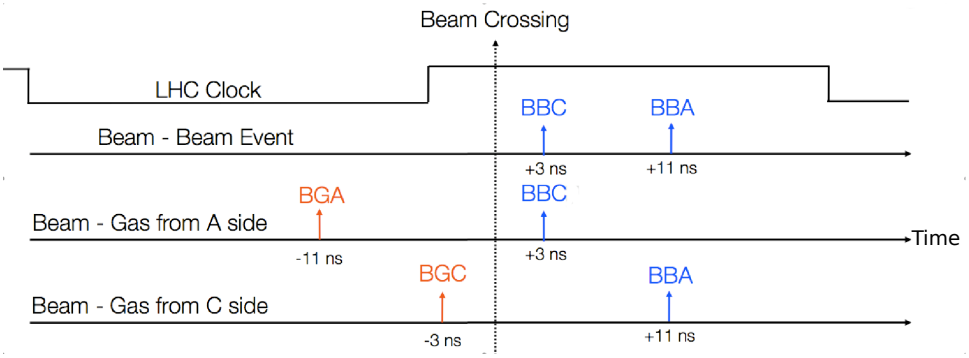


FIGURE 2.19 – Schéma chronologique des temps d'arrivée des particules suivant le type d'interaction (BB ou BG).

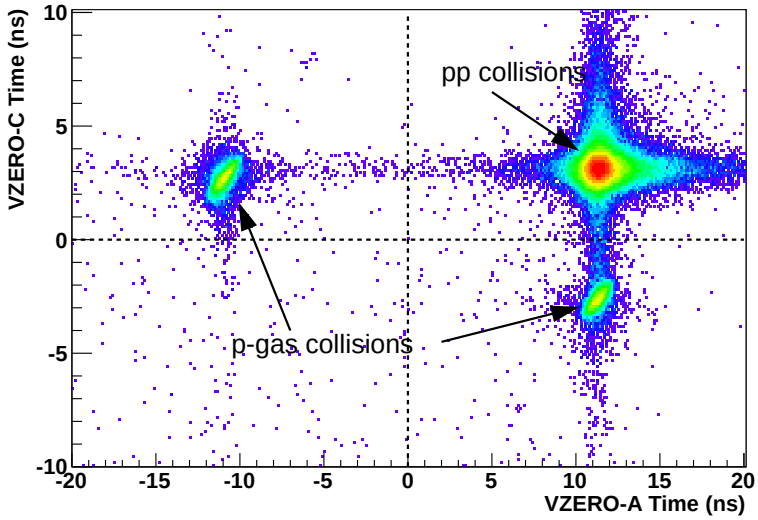


FIGURE 2.20 – Temps de vol moyen des particules détectées par les deux disques du VZERO.

La mesure de la luminosité en ligne peut être réalisée par le VZERO. Cette grandeur a été définie dans la section 2.1.4.1 comme $\mathcal{L} = N/\sigma$, où N est le nombre de collisions par seconde et σ la section efficace d'un processus donné. Du point de vue de la détection, le nombre de collisions par seconde peut être défini comme le taux de comptage d'un détecteur corrigé de son acceptance et de son efficacité. On peut donc écrire :

$$\mathcal{L} = \frac{R}{A.\varepsilon.\sigma} \quad , \tag{2.7}$$

où, R est le taux de comptage, σ est la section efficace du processus considéré, $A \cdot \varepsilon$ est

le facteur acceptance fois efficacité du détecteur utilisé. Le taux de comptage est mesuré avec le VZERO en utilisant la méthode de balayage de Van der Meer [56, 57]. Il est fonction des déplacements transverses du faisceau notés D_x et D_x comme le montre la figure 2.21. Les facteurs de forme Q_x et Q_y sont alors extraits comme le rapport de la hauteur et de l'intégrale de ces distributions dans les deux directions. On obtient alors :

$$\mathcal{L} = n_b f_{rev} N_1 N_2 Q_x Q_y \quad , \tag{2.8}$$

où

- n_b est le nombre de paquets par faisceau ;
- $f_{rev} = 11.2455\ kHz$ est la fréquence de révolution du LHC ;
- et N_1 et N_2 les intensités des faisceaux mesurées par le LHC pour un angle de croisement de faisceaux nul.

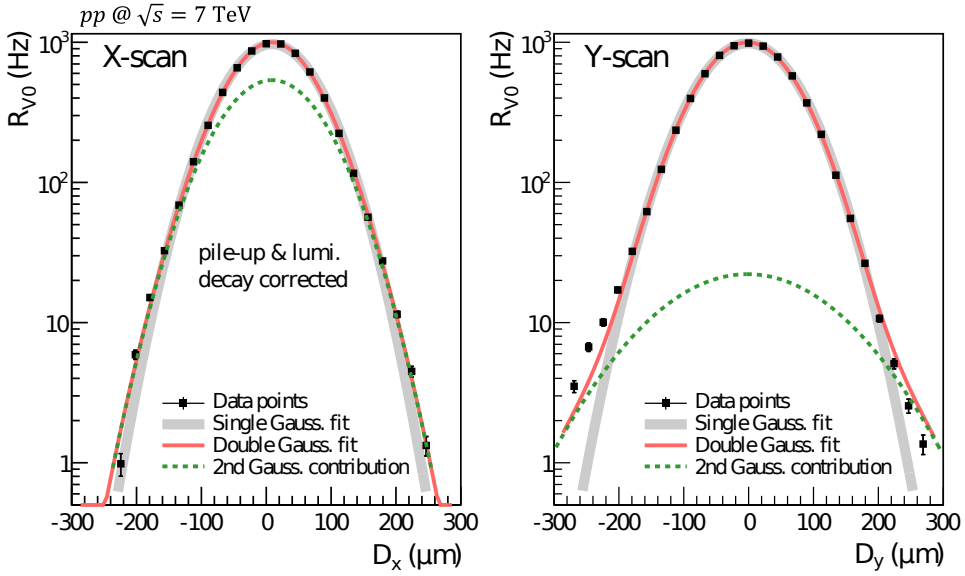


FIGURE 2.21 — Taux de comptage du VZERO en collision pp à 7 TeV en fonction des déplacements transverses des faisceaux [57].

Enfin, le VZERO peut aussi être utilisé pour la mesure du taux d'empilement. Le taux d'interaction mesuré par le VZERO fournit une information sur le nombre moyen de collisions par croisement de faisceaux. La mesure du taux d'empilement est ensuite utilisée pour corriger la mesure de la section efficace de biais minimum pour des collisions inélastiques σ_{inel} [14].

La centralité et le plan de réaction sont basés sur la géométrie de la collision et peuvent être estimés avec le VZERO.

14. Il faut noter que la section efficace mesurée par ALICE n'est pas réellement la section efficace de biais minimum. En effet, pour la mesure de la section efficace, une coïncidence entre les signaux du VZERO-A et du VZERO-C est demandée ce qui introduit un biais.

La centralité est directement reliée à la multiplicité de particules produites à la collision. La réponse en amplitude du VZERO évoluant linéairement avec le nombre de particules produites, il est possible d'en extraire l'information sur la centralité de la collision. En utilisant un modèle de Glauber (voir chapitre 1), on peut accéder aux valeurs de paramètres tels que le paramètre d'impact b, le nombre de participants à la collision N_{part} ou encore le nombre de collisions binaires N_{coll}. Pour cela, on ajuste la distribution en amplitude du signal du VZERO avec une Distribution Binomiale Négative (NBD) extraite de ce modèle. Ce dernier reproduit correctement la distribution du VZERO pour des événements allant des plus centraux aux plus périphériques et permet de définir des tranches en centralité (figure 2.22). Le VZERO est le détecteur qui fournit une très bonne résolution (figure 2.23) et est utilisé par défaut comme estimateur de la centralité dans l'expérience ALICE.

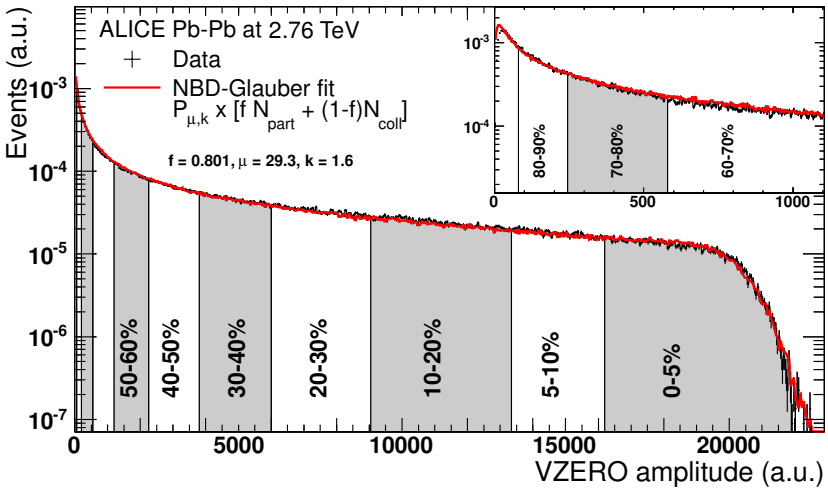


FIGURE 2.22 — Distribution en amplitude sommée sur les deux disques du VZERO (trait noir) en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. La ligne rouge est un ajustement issu d'une modélisation de type Glauber. La distribution est découpée en classes de centralité indiquant le plus ou moins grand recouvrement des noyaux incidents lors de collisions hadroniques [54].

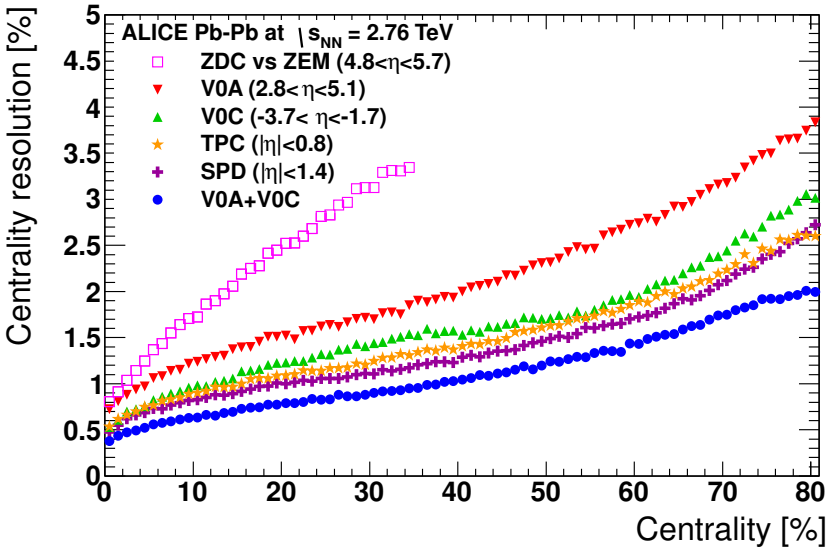


FIGURE 2.23 — Résolution sur la centralité de la collision pour différents détecteurs de l'expérience ALICE en fonction de la centralité [54].

Le plan de réaction est défini par la direction du faisceau et l'axe contenant le centre des deux projectiles le long duquel est mesuré le paramètre d'impact. La granularité du VZERO (8 secteur de 45°) permet de connaître l'orientation de ce plan. Cette mesure

est importante pour l'étude du flot anisotropique qui se développe par rapport à ce plan et fournit des informations sur les propriétés du système lors des premiers instants de la collision.

2.2.4.3 Conclusion et perspectives

Le VZERO est un détecteur qui joue un rôle crucial dans l'expérience ALICE, tant au niveau du déclenchement qu'au niveau de la détermination de variables importantes pour l'étude et la caractérisation des collisions dans les différents systèmes telles que la centralité ou encore la luminosité. Il est aussi utilisé pour plusieurs mesures de physique développées dans les chapitres 3 et 4. Ses performances et son bon fonctionnement durant toute la période de prise de données traduisent une bonne stabilité et une robustesse du détecteur (figure 2.24).

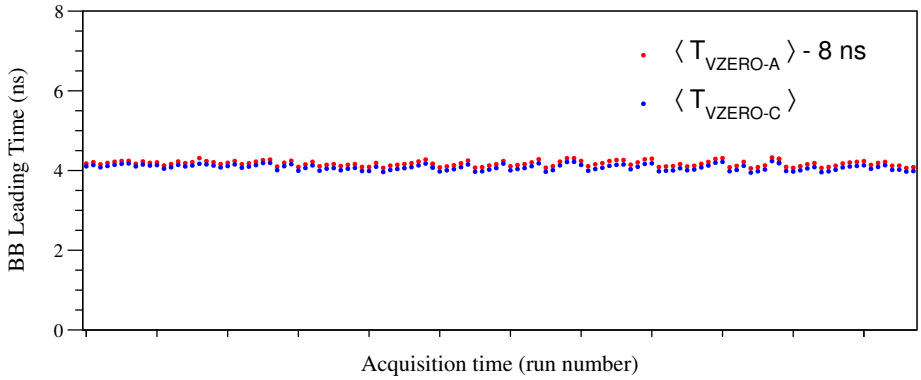


Figure 2.24 – Temps moyen dans le VZERO-A (rouge) et le VZERO-C (bleu) en fonction du temps durant la période de prise de données LHC11h.

2.2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons d'ALICE [58, 59] mesure 17 m de long et dispose d'une couverture en pseudo-rapidité de -4.0 $< \eta <$ -2.5, ce qui correspond à une couverture angulaire de 171° $< \theta <$ 178° dans le système de coordonnées de l'expérience. Il a été construit dans le but d'étudier la beauté et le charme ouvert (mésons B et D), la production de charmonia et bottomonia (J/ψ, Υ ...) et les mésons vecteurs de basse masse (ρ, ω et Φ) dans le canal (di)muonique. Pour cela, le spectromètre est capable de détecter des muons jusqu'à des impulsions transverses de 0.5 GeV/c et séparer les états résonants beaux : $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$ malgré la haute multiplicité atteinte en collisions Pb-Pb. Pour remplir cette dernière condition, une résolution de 100 MeV/c^2 doit être atteinte pour une masse de l'ordre de 10 GeV/c^2 ($\sim M_\Upsilon$).

Une vue en coupe schématique du spectromètre est donnée dans la figure 2.25. L'absorbeur frontal et le blindage du tube faisceau servent à réduire le bruit de fond. Les

cinq stations de trajectographie et l'aimant dipolaire permettent de reconstruire les traces laissées par les muons et de mesurer leur impulsion. Enfin, le mur de fer filtre les muons ayant une impulsion $p < 4$ GeV/c et est suivi de deux stations assurant le déclenchement.

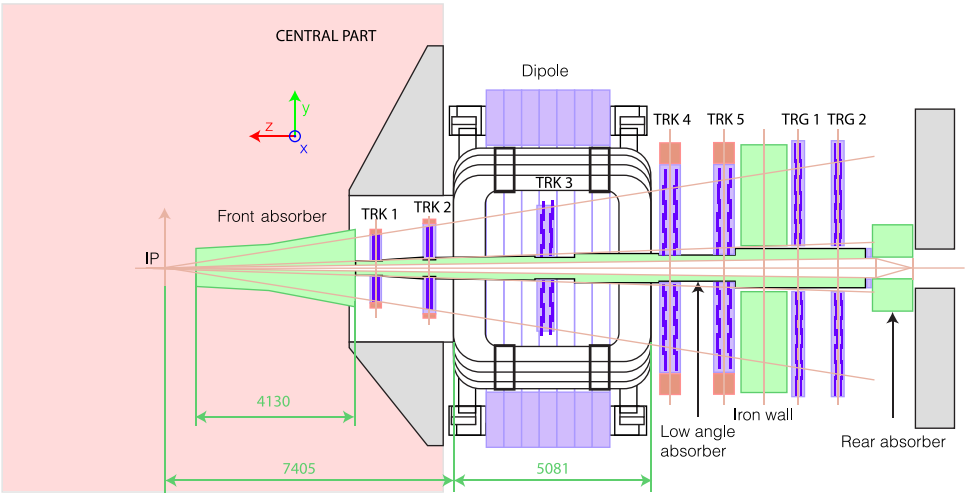


FIGURE 2.25 – Vue en coupe longitudinale schématique du spectromètre à muon d'ALICE [60].

2.2.5.1 Les absorbeurs et le blindage du tube faisceau

Lors des collisions, et notamment dans le cadre des hautes multiplicités atteintes en collisions Pb-Pb, une forte contribution du bruit de fond au signal mesuré par le spectromètre est attendue [15]. Pour réduire ce phénomène, plusieurs absorbeurs ont été mis en place.

L'absorbeur hadronique frontal (figure 2.26) est positionné à 90 cm du point d'interaction juste derrière le VZERO-C et mesure 4.13 m de long. Lors de la collision, un grand nombre de pions et de kaons sont produits. Ces deux types de particules se désintégrent majoritairement dans le canal semi-muonique. Les muons ainsi produits sont une source majeure de bruit de fond dans le spectromètre. Le rôle premier de l'absorbeur frontal est de diminuer cette contribution en limitant le libre parcours moyen de ces hadrons. Ceci explique sa position très proche du point d'interaction. Il est conçu pour limiter la rétrodiffusion des particules chargées et neutres vers la TPC, la diffusion multiple et les pertes d'énergie en son sein. Il permet aussi de maintenir un taux d'occupation dans les chambres de trajectographie inférieur à 5%. Il est constitué de plusieurs couches de matériaux différents [16] afin d'absorber un maximum de particules. Il stoppe également les muons de très basse impulsion transverse ($p_T < 0.5$ GeV/c).

15. Ce bruit de fond provient de muons célibataires issus de la décroissance de pions et de kaons.
16. On y retrouve du graphite, béton, acier, etc. pour une longueur totale de 60 X_0.

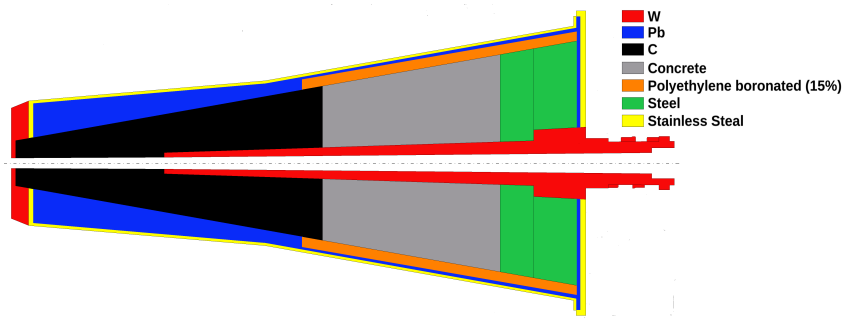


FIGURE 2.26 – Vue en coupe schématique de l'absorbeur frontal du spectromètre à muon d'ALICE [61, 62].

Le blindage du tube faisceau protége, sur toute sa longueur, le détecteur contre les particules émises à très petits angles et les interactions faisceau-gaz. Constitué de métaux lourds, il est optimisé pour réduire le taux de particules produites par interaction entre les particules provenant du faisceau et le tube lui-même. Enfin, le dispositif est complété par un mur de fer d'1 m d'épaisseur et de rayon 1.1 m situé derrière les stations de déclenchement du détecteur. Cet absorbeur protège le spectromètre des particules provenant des interactions faisceau-gaz créées en amont dans la machine.

L'absorbeur à muons est un mur de fer de 1.2 m d'épaisseur situé juste devant la première chambre de déclenchement. Il a pour rôle de filtrer les muons de basse impulsion qui pourraient provenir du bruit de fond. En association avec l'absorbeur frontal, le filtre à muons impose une coupure de 4 GeV/c sur l'impulsion des muons ce qui réduit drastiquement la contribution du bruit de fond aux mesures. Cependant, cette coupure diminue d'autant la statistique collectée dans la région des basses masses.

2.2.5.2 L'aimant dipolaire

L'aimant dipolaire est situé à 9.94 m du point d'interaction et pèse 850 t. D'une longueur de 4.97 m, il délivre un champ de 0.7 T, soit une valeur intégrée de 3 T.m entre le point d'interaction et le filtre à muons. Le champ magnétique généré est orienté suivant l'axe X de l'expérience. Cet aimant permet de courber suffisamment la trajectoire des muons pour obtenir une mesure précise de l'impulsion. Il abrite la troisième chambre de trajectographie du spectromètre.

2.2.5.3 Les chambres de trajectographie

Caractéristiques des chambres

Le système de trajectographie du spectromètre à muons est composé de cinq stations

contenant chacune deux chambres. Les deux premières stations sont placées entre l'absorbeur frontal et l'aimant dipolaire, la station 3 est contenue dans ce dernier et les deux dernières stations sont placées entre l'aimant et le mur de fer (figure 2.25). Les chambres à l'intérieur d'une même station sont séparées d'environ 10 à 20 cm et sont chacune composées de MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) à cathodes segmentées ou CPC (Cathode Pad Chamber). Enfin, les deux premières stations sont composées de quadrants alors que les stations 3, 4 et 5 sont composées de lattes (figure 2.27).

FIGURE 2.27 – Photographies montrant la géométrie en quadrants des stations 1 et 2 (gauche) et la géométrie en lattes des stations 3, 4 et 5 (droite).

Alignement

Afin d'obtenir une résolution en masse la meilleure possible, il est important de connaître précisément la position de chaque chambre de trajectographie. Pour cela, on acquiert régulièrement des données sans champ magnétique. Les traces ainsi produites traversent les chambres en ligne droite et sont traitées à l'aide d'un algorithme Millepede [63] permettant de déterminer la position des chambres. La résolution atteinte sur cette position est de l'ordre de quelques centaines de micromètres. Cependant, les matériaux composants les chambres, comme leur support, sont sensibles au champ magnétique. Par conséquent, la position initiale des chambres est perturbée par la mise sous tension successive des aimants L3 et dipolaire. De plus, les plans de détection et leur support subissent des déformations dues à l'augmentation de la température lors de l'acquisition. Ces déplacements et ces déformations des chambres de trajectographie sont mesurés et enregistrés par le système GMS (Geometry Monitoring System) [64]. Il s'agit de diodes lasers et de caméras placées sur chaque coin des chambres. La résolution sur la position ainsi atteinte est meilleure que 40 μm en X et Y.

Reconstruction des traces

La reconstruction des traces dans le spectromètre à muons se décompose en deux étapes. Premièrement, les points d'impacts laissés par le passage des particules dans les différentes chambres de trajectographie sont localisés. La charge déposée se répartit sur

un groupe de segments de cathode adjacents d'une chambre. Ce groupe peut être issu du passage d'une ou plusieurs particules. On applique alors un algorithme appelé MLEM (Maximum Likelihood Expectation Maximization) qui permet de différencier la contribution de chaque particule incidente au groupe de segments touchés. Ensuite, le point de passage de chaque particule dans la chambre est déterminé par la méthode de Mathieson-Gatti [65–67]. La seconde étape de la reconstruction consiste à extrapoler les traces à partir de la position des impacts dans les chambres en tenant compte de la déviation due au champ magnétique. L'algorithme démarre d'un impact sur une des dernières stations (4 et 5) et définit une zone de recherche de trace sur la station précédente. Un nouvel impact est alors associé à la trace et le processus est répété jusqu'à ce que l'algorithme soit parvenu à la première station. Il faut au moins 6 points de référence dans la totalité des 10 chambres pour qu'une trace soit reconstruite. Enfin, la trace est extrapolée à travers l'absorbeur frontal jusqu'au vertex primaire. La distance obtenue entre cette extrapolation au vertex et la position du vertex mesurée est appelée DCA (Distance Closest Approch) et permet de déterminer si la trace ainsi reconstruite provient d'un vertex secondaire (désintégration de π et K par exemple) ou d'une particule primaire (ρ, ω, Φ, J/ψ, etc.).

2.2.5.4 Les chambres de déclenchement

Le système de déclenchement du spectromètre à muons est composé de deux stations situées à environ 16 m du point d'interaction et séparées d'un mètre l'une de l'autre (figure 2.25). Elles sont placées derrière le filtre à muons et sont constituées de deux chambres composées de 18 RPCs (Resistive Plate Chamber) chacune. Les RPCs ont une très bonne résolution temporelle, ce qui est nécessaire pour un système de déclenchement. Les chambres de déclenchement génèrent et envoient 6 signaux vers le CTP :

- MSL : Au moins un muon avec un p_T supérieur à la coupure bas p_T du système de déclenchement ;
- MSH : Au moins un muon avec un p_T supérieur à la coupure haut p_T du système de déclenchement ;
- MLL : Au moins deux muons de même signe avec un p_T supérieur à la coupure bas p_T du système de déclenchement ;
- MLH : Au moins deux muons de même signe avec un p_T supérieur à la coupure haut p_T du système de déclenchement ;
- MUL : Au moins deux muons de signe opposé avec un p_T supérieur à la coupure bas p_T du système de déclenchement ;
- MUH : Au moins deux muons de signe opposé avec un p_T supérieur à la coupure haut p_T du système de déclenchement.

Durant les différentes prises de données, les seuils pour les coupures bas et haut p_T ont été modifiés. On notera que cette coupure a été placée à 1 GeV/c pour le seuil bas p_T et 2 GeV/c pour le seuil haut p_T lors de la prise de données Pb-Pb 2011. Le seuil bas p_T a ensuite été modifié pour être fixé à 0.5 GeV/c pour les données p-Pb, Pb-p et p-p de 2013.

2.2.6 Conclusion et perspectives

Le spectromètre à muons d'ALICE a été construit avec comme objectif une résolution en masse de 100 MeV/c^2 à 10 GeV/c^2 et pour détecter les muons jusqu'à très bas p_T. La conception des chambres de trajectographie et de déclenchement ainsi qu'une protection des plans de détection à l'aide d'absorbeurs permettent d'atteindre de telles performances.

Cependant, des améliorations sont envisagées. Tout d'abord, pour pouvoir supporter les hautes luminosités atteintes par le LHC en 2018, une amélioration de l'électronique d'acquisition du bras dimuon est prévue pendant le LS2. À plus long terme, pour améliorer la résolution en masse du spectromètre à muons, un autre projet a été proposé. En effet, la diffusion multiple dans l'absorbeur frontal et l'incertitude sur la position du vertex d'interaction dégrade la résolution en masse. L'effet est d'autant plus important que la masse est petite (*i.e.* petites impulsions). L'idée est d'insérer plusieurs plans de détection en pixel de Silicium entre le point d'interaction et l'absorbeur frontal. Ceci permettrait une reconstruction des trajectoires en amont de l'absorbeur et donc de diminuer l'incertitude liée à l'extrapolation de la trace muon jusqu'au vertex d'interaction. Ce projet nommé MFT (Muon Forward Tracker) [68] présente d'ores et déjà des résultats encourageants comme le montre la figure 2.28. D'après des simulations réalistes réalisées pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV (Centralité : 0-10%, $\mathcal{L}_{int} = 10$ nb^{-1} et $1.0 < p_T < 10.0$ GeV/c), on obtiendrait une amélioration d'un facteur 3 environ sur la résolution en masse du ω et du Φ. L'IPN de Lyon est un des laboratoires moteurs de ce projet.

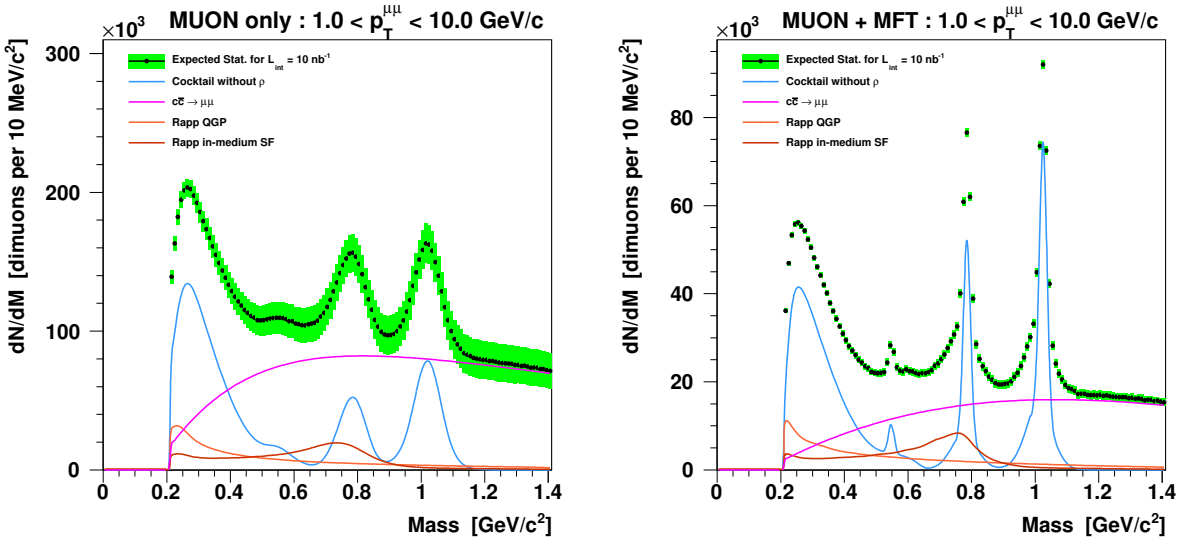


FIGURE 2.28 — Spectre en masse attendu dans la région des basses masses sans (gauche) et avec (droite) le MFT. Ces spectres sont obtenus à partir de simulations réalistes pour 10% des événements les plus centraux, $\mathcal{L}_{int} = 10$ nb^{-1} et $1.0 < p_T < 10.0$ GeV/c.

2.2.7 L'environnement de travail dans ALICE et la WLCG

Les outils de calculs hors-ligne fournissent le cadre permettant l'exploitation des données incluant la simulation, la reconstruction des données, le calibrage et l'alignement des détecteurs, la visualisation et l'analyse. L'environnement de travail d'ALICE est représenté par le schéma de la figure 2.29. Cet environnement est basé sur la programmation orientée objet et utilise le langage C++. À sa base, on retrouve le logiciel ROOT [69] développé au CERN. Il s'agit d'un ensemble de classes appliquables à un grand nombre de domaines en physique nucléaire et des particules et utilisé par de nombreuses collaborations à travers le monde. Sur cette base est construit un ensemble de classes plus spécifiques à l'expérience ALICE appelé AliRoot [70] qui fournit l'environnement pour le développement de logiciel pour la génération d'événements, la simulation du détecteur, et la reconstruction des événements et des données.

Les principaux buts d'AliRoot sont :

— la simulation de collisions hadroniques et la réponse des détecteurs en résultant ;
— la reconstruction des données brutes obtenues lors de collisions réelles ou de données simulées ;
— et l'analyse des données ainsi reconstruites.

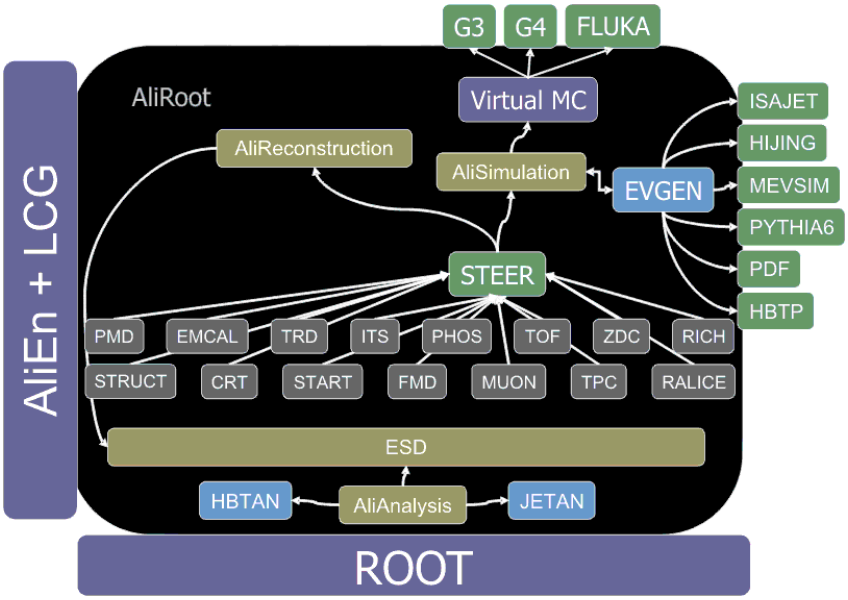


FIGURE 2.29 — Vue schématique de la structure du logiciel AliRoot.

Le coeur du logiciel AliRoot est le module STEER qui contient les classes de bases, fournit l'interface nécessaire à toutes les parties du code et gère l'acquisition des données. Les codes pour les différents détecteurs sont indépendants et permettent donc à un grand nombre de personnes de travailler en parallèle en minimisant les interférences. AliRoot joue aussi le rôle d'interface avec les générateurs Monte Carlo comme PYTHIA [71] où HIJING [72] qui simulent les collisions hadroniques. Il en va de même avec les logiciels

de transport comme GEANT3 [73], GEANT4 [74] ou FLUKA [75] qui simulent la réponse des détecteurs. Enfin, la structure d'AliRoot est complétée par un grand nombre de classes utilisées pour les analyses spécifiques à chaque thème de physique.

La figure 2.30 illustre le processus de reconstruction des données brutes à partir de la production d'événements simulés ou d'acquisition d'événements réels. Les événements simulés par les générateurs créent des particules qui sont transportées vers et à travers les détecteurs par les codes de transport. Ces mêmes codes reproduisent alors les réponses des volumes sensibles, que représentent les détecteurs, au passage de chaque particule : c'est ce qu'on appelle les « Hits ». Il s'agit de signaux numérisés obtenus par un volume sensible du détecteur considéré. Ils contiennent des informations sur leur position spatiale dans le volume de détection, sur l'énergie déposée ou encore sur la nature de la particule à leur origine. L'information est ensuite dégradée (la position spatiale d'un « Hit » dans le détecteur est par exemple convertie en terme de bandes, segments ou pixels touchés dans le détecteur) pour donner les « Digits ». Dans certains cas, un passage par les « SDigits » [17] est effectué. Il est éventuellement possible d'écrire les Digits dans un format binaire appelé données brutes ou « Raw Data ». Du point de vue des données, on passe par la chaîne d'acquisition déjà évoquée au cours de ce chapitre et du chapitre précédent. Les signaux provenant des détecteurs et récupérés par la DAQ sont eux aussi convertis en données brutes. Ceci à pour avantage majeur la mise en place d'un unique processus de reconstruction que les événements soient simulés ou réels. Ainsi, le résultat de la reconstruction est stocké dans un fichier ESD (Event Summary Data) qui contient toutes les informations intéressantes pour les études physiques. Par la suite, certains filtres peuvent être appliqués sur les ESDs pour obtenir un jeu de données réduites, fonctionnelles et potentiellement ciblées pour une analyse, stocké dans un fichier AOD (Analysis Object Data).

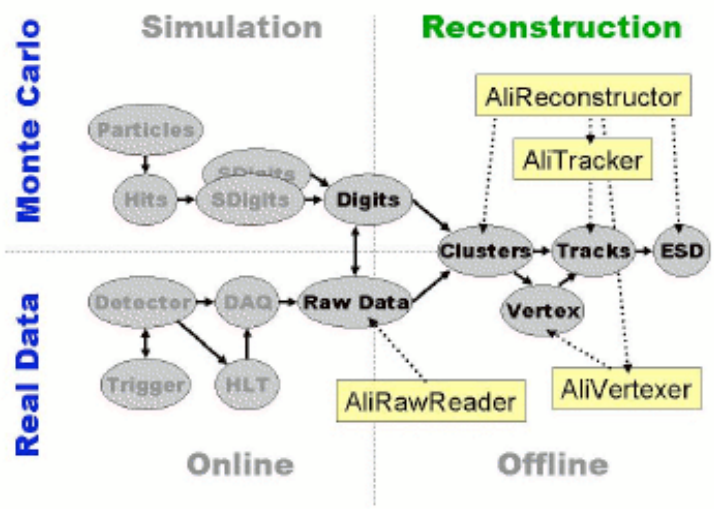


FIGURE 2.30 — Schéma résumant la reconstruction des données dans ALICE aussi bien pour des événements simulés que réels.

17. S pour « Summable ». Contrairement aux « Digits » les SDigits contiennent encore toute l'information des « Hits ».

Enfin, pour pouvoir stocker et traiter les quantités phénoménales de données collectées, Alien [76] interface AliRoot et garantit l'accès à la WLCG (Worldwide LHC Computing Grid) [77]. Il s'agit d'une gigantesque ferme d'ordinateurs, hiérarchisés et répartis en différents endroits du globe. Elle est organisée en 4 strates (Tiers) successives. La première est appelée Tier 0 et est située au CERN. Il s'agit du centre nerveux de la grille où sont stockées les données brutes recueillies. Il distribue les données ($\sim$15 Po/an[18]) vers les onze Tiers 1 du globe via des connexions à 10 Gb/s. L'un des rôles des Tiers 1 est une première reconstruction des données (calibration, alignement ...). Viennent ensuite les Tiers 2 (plus de 250) qui sont utilisés pour la génération Monte-Carlo et les analyses physiques. La hiérarchie entre Tier 1 et Tier 2 n'est pas stricte. En effet, un Tier 2 peut communiquer avec n'importe qu'elle autre Tier 1 ou 2 qui compose la grille. Pour finir, il existe aussi des Tier 3 plus petits et sans obligation de service vis-à-vis de la communauté utilisatrice.

18. Ce chiffre est fourni pour l'ensemble des collaborations bénéficiant de ce service.

Bibliographie

[1] CERN, "CERN, accelerating science", (2013) . http://public.web.cern.ch/public/.

[2] H. Ostrowiecki, "Genèse d'un projet : du LEP au LHC", la revue pour l'histoire du CNRS [en ligne]", Dec., 2006. http://histoire-cnrs.revues.org/489.

[3] L. Evans and P. Bryant, "LHC machine", *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08001. http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001.

[4] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, "Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger, and Physics", arXiv:0901.0512 [hep-ex].

[5] G. L. Bayatian *et al.*, "CMS physics : Technical design report volume 1 : Detector performance and software". Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, (2006) .

[6] G. L. Bayatian *et al.*, "CMS physics : Technical design report volume 2 : physics performance", *J. Phys. G* **34** no. CERN-LHCC-2006-021. CMS-TDR-8-2, (2006) 995–1579. 669 p. revised version submitted on 2006-09-22 17 :44 :47.

[7] F. Englert and R. Brout, "Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons", *Phys. Rev. Lett.* **13** (Aug, 1964) 321–323. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321.

[8] P. W. Higgs, "Broken symmetries and the masses of gauge bosons", *Phys. Rev. Lett.* **13** (Oct, 1964) 508–509. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508.

[9] P. W. Higgs, "Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons", *Phys. Rev.* **145** (May, 1966) 1156–1163. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.1156.

[10] **ALICE** Collaboration, "The ALICE experiment at the CERN LHC", *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08002. http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002.

[11] **ALICE** Collaboration, F. Carminati, Y. Foka, P. Giubellino, A. Morsch, G. Paić, J.-P. Revol, K. Šafařík, Y. Schutz, and U. A. Wiedemann, "ALICE : Physics performance report, volume I", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **30** no. 11, (2004) 1517. http://stacks.iop.org/0954-3899/30/i=11/a=001.

[12] **ALICE** Collaboration, B. Alessandro, F. Antinori, J. A. Belikov, C. Blume, A. Dainese, P. Foka, P. Giubellino, B. Hippolyte, C. Kuhn, G. Martínez, M. Monteno, A. Morsch, T. K. Nayak, J. Nystrand, M. L. Noriega, G. Paić, J. Pluta, L. Ramello, J.-P. Revol, K. Šafařík, J. Schukraft, Y. Schutz, E. Scomparin, R. Snellings, O. V. Baillie, and E. Vercellin, "ALICE : physics performance report, volume II", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **32** no. 10, (2006) 1295. http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=10/a=001.

[13] S. Amato *et al.*, "LHCb magnet : Technical design report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2000) .

[14] S. Amato *et al.*, "LHCb calorimeters : Technical design report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2000) .

[15] S. Amato *et al.*, "LHCb RICH : technical design report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2000) .

[16] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb muon system : Technical design report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2001) .

[17] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb VELO (VErtex LOcator) : Technical design report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2001) .

[18] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb outer tracker : Technical design report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2001) .

[19] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb online system, data acquisition and experiment control : Technical Design Report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2001) .

[20] P. R. Barbosa-Marinho *et al.*, "LHCb inner tracker : Technical design report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2002) . revised version number 1 submitted on 2002-11-13 14 :14 :34.

[21] R. Antunes-Nobrega *et al.*, "LHCb reoptimized detector design and performance : Technical design report". Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, (2003) .

[22] **LHCb** Collaboration, R. Aaij *et al.*, "First Evidence for the Decay $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$", *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) 021801, arXiv:1211.2674 [Unknown].

[23] V. Berardi, M. G. Catanesi, E. Radicioni, R. Herzog, R. Rudischer, E. Wobst, M. Deile, K. Eggert, F. Haug, P. Jarron, D. Macina, H. Niewiadomski, E. Noschis, M. Oriunno, A. L. Perrot, G. Ruggiero, W. Snoeys, A. Verdier, V. Boccone, M. Bozzo, A. Buzzo, F. Capurro, S. Cuneo, F. Ferro, M. Macri, S. Minutoli, A. Morelli, P. Musico, M. Negri, A. Santroni, G. Sette, A. Sobol, V. Avati, E. Goussev, M. Jarvinen, J. Kalliopuska, K. Kurvinen, R. Lauhakangas, F. Oljemark, R. Orava, K. Osterberg, V. G. Palmieri, H. Saarikko, A. Toppinen, V. Kundrát, M. Lokajícek, C. Da Vià, J. Hasi, A. Kok, and S. Watts, "Total cross-section, elastic scattering and diffraction dissociation at the large hadron collider at CERN : TOTEM technical design report". Technical Design Report TOTEM. CERN, Geneva, (2004) .

[24] V. Berardi, M. G. Catanesi, E. Radicioni, R. Herzog, R. Rudischer, E. Wobst, M. Deile, K. Eggert, F. Haug, P. Jarron, D. Macina, H. Niewiadomski, E. Noschis, M. Oriunno, A. L. Perrot, G. Ruggiero, W. Snoeys, A. Verdier, V. Boccone, M. Bozzo, A. Buzzo, F. Capurro, S. Cuneo, F. Ferro, M. Macri, S. Minutoli, A. Morelli, P. Musico, M. Negri, A. Santroni, G. Sette, A. Sobol, V. Avati, E. Goussev, M. Jarvinen, J. Kalliopuska, K. Kurvinen, R. Lauhakangas, F. Oljemark, R. Orava, K. Osterberg, V. G. Palmieri, H. Saarikko, A. Toppinen, V. Kundrát, M. Lokajícek, C. Da Vià, J. Hasi, A. Kok, and S. Watts, "Total cross-section, elastic scattering and diffraction dissociation at the large hadron collider at CERN : addendum to the TOTEM technical design report". Technical Design Report TOTEM. CERN, Geneva, (2004) . Submitted on 18 Jun 2004.

[25] O. Adriani, L. Bonechi, M. Bongi, R. D'ALessandro, D. A. Faus, M. Haguenauer, Y. Itow, K. Kasahara, K. Masuda, Y. Matsubara, H. Menjo, Y. Muraki, P. Papini, T. Sako, T. Tamura, S. Torii, A. Tricomi, W. C. Turner, J. Velasco, and K. Yoshida, "LHCf experiment : Technical design report". Technical Design Report LHCf. CERN, Geneva, (2006) .

[26] J. Pinfold, R. Soluk, Y. Yao, S. Cecchini, G. Giacomelli, M. Giorgini, L. Patrizii, G. Sirri, D. H. Lacarrère, K. Kinoshita, J. Jakubek, M. Platkevic, S. Pospísil, Z. Vykydal, T. Hott, A. Houdayer, C. Leroy, J. Swain, D. Felea, D. Hasegan, G. E. Pavalas, and V. Popa, "Technical design report of the MoEDAL experiment", Tech. Rep. CERN-LHCC-2009-006. MoEDAL-TDR-001, CERN, Geneva, Jun, 2009.

[27] CERN, "LHC performance and statistics". http://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/.

[28] **ATLAS** Collaboration, "ATLAS EXPERIMENT - public results (luminositypublicresults)". https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults.

[29] **CMS** Collaboration, "CMS luminosity - public results". https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults.

[30] **ALICE** Collaboration, Y. Kharlov, "Recent results from ALICE", *PoS* **IHEPLHC2011** (2011) 013, arXiv:1203.2420 [nucl-ex].

[31] J. Wenninger, "Satellite bunches in the LHC, at LEADE / JW", Jul, 2003. http://lhc-data-exchange.web.cern.ch.

[32] A. Jeff, A. Boccardi, E. Bravin, A. Fisher, T. Lefevre, A. Rabiller, F. Roncarolo, and C. P. Welsch, "First results of the LHC longitudinal density monitor", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A* **659** no. CERN-ATS-Note-2011-091 TECH, (Aug, 2011) 549–556. 8 p.

[33] A. Alici, G. Anders, N. Bacchetta, V. Balagura, C. Barschel, E. Bravin, H. Burkhardt, M. Ferro-Luzzi, M. Gagliardi, J. J. Gras, B. Heinemann, P. Hopchev, M. Huhtinen, A. Jeff, W. Kozanecki, S. Pagan Griso, J. Panman, S. White, and A. Zuranski, "Study of the LHC ghost charge and satellite bunches for luminosity calibration.", .

[34] C. ALICE Collaboration, "A large ion collider experiment", (2008) . http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html.

[35] D. C. G. CERN, "LHC milestones", (2008) . http://lhc-milestones.web.cern.ch/LHC-Milestones/Flash/LHCMilestones-en.html.

[36] P. Kuijer, "Commissioning and Prospects for Early Physics with ALICE", *Nucl.Phys.* **A830** (2009) 81C–88C, arXiv:0907.5060 [hep-ex].

[37] C. W. Fabjan, L. Jirdén, V. Lindestruth, L. Riccati, D. Rorich, P. Van de Vyvre, O. Villalobos Baillie, and H. de Groot, "ALICE trigger data-acquisition high-level trigger and control system : Technical Design Report". CERN, Geneva.

[38] S. Chapeland and R. F., "The ALICE-LHC online data quality monitoring framework", *Journal of Physics : Conference Series* **119** no. 2, (2008) 022017. http://stacks.iop.org/1742-6596/119/i=2/a=022017.

[39] C. Pagliarone and A. Fernandez-Tellez, "Cosmic Ray Physics with ACORDE at LHC", *J. Phys. Conf. Ser.* **110** (2008) 062021, arXiv:0709.3066 [hep-ex].

[40] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the inner tracking system (ITS)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .

[41] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the time projecting chamber (TPC)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2000) .

[42] **ALICE Collaboration** Collaboration, A. Ortiz Velasquez, "Production of pions, kaons and protons at high p_T in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV Pb-Pb collisions", *Nucl.Phys.A904-905* **2013** (2013) 763c–766c, arXiv:1210.6995 [hep-ex].

[43] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the transition radiation detector (TRD)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2001) .

[44] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the time of flight (TOF)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2000) .

[45] **ALICE** Collaboration, "Addendum to the ALICE technical design report of the time of flight (TOF)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2002) .

[46] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of high momentum particle identification (HMPID)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1998) .

[47] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of PHOton spectrometer (PHOS)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .

[48] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of electromagnetic calorimeter (EmCAL)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .

[49] **ALICE** Collaboration, "ALICE DCal : An addendum to the EMCal technical design report". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2010) .

[50] **ALICE** Collaboration, "Technical design report on forward detectors : FMD, T0, V0". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2004) .

[51] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of photon multiplicity detector (PMD)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .

[52] **ALICE** Collaboration, "Addendum to the technical design report of photon multiplicity detector (PMD)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2003) .

[53] **ALICE** Collaboration, "Technical design report of zero degree calorimeter (ZDC)". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (1999) .

[54] **ALICE** Collaboration, "Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE", Tech. Rep. arXiv :1301.4361. CERN-PH-EP-2012-368, CERN, Geneva, Dec, 2012. Comments : 37 pages, 16 figures, authors from page 31.

[55] **ALICE** Collaboration, E. Abbas *et al.*, "Performance of the ALICE VZERO system", arXiv:1306.3130 [nucl-ex].

[56] S. van der Meer, "Calibration of the effective beam height in the ISR", Tech. Rep. CERN-ISR-PO-68-31. ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, (1968) .

[57] **ALICE** Collaboration, K. Oyama *et al.*, "Cross-section normalization in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ and 7 TeV, with ALICE at the LHC", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **38** no. 12, (2011) 124131. http://stacks.iop.org/0954-3899/38/i=12/a=124131.

[58] **ALICE** Collaboration, "ALICE technical design report of the dimuon forward spectrometer". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2000) .

[59] **ALICE** Collaboration, "Addendum to the ALICE technical design report of the dimuon forward spectrometer". Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, (2002) .

[60] L. Bianchi, "J/ψ polarization in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7tev$ with the ALICE muon spectrometer at the LHC". PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI Università degli studi di Torino, (2012) . http://tel.archives-ouvertes.fr/view_by_stamp.php?&halsid=bjghhfub948j17knm3ku1ktn83&label=STAR&langue=en&action_todo=view&id=tel-00688321&version=1.

[61] A. Morsch, "Optimisation of the small angle and front absorbers", (2002) . https://edms.cern.ch/document/348540/1.

[62] A. Morsch, "The muon arm simulation and reconstruction package in AliRoot". https://morsch.web.cern.ch/morsch/MUONdoc/Contents.html.

[63] S. H. Alliance, "Physics at the terascale". https://www.wiki.terascale.de/index.php/Millepede_II.

[64] R. Tieulent, "Le détecteur VZERO, la physique muons présente et la préparation de son futur dans l'expérience ALICE au LHC". PhD thesis, Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL) - CNRS, (2013) .

[65] J. Gordon and E. Mathieson, "Cathode charge distributions in multiwire chambers : I. measurement and theory", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **227** no. 2, (1984) 267 – 276. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900284901323.

[66] E. Mathieson and J. Gordon, "Cathode charge distributions in multiwire chambers : II. approximate and empirical formulae", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **227** no. 2, (1984) 277 – 282. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900284901335.

[67] J. Thompson, J. Gordon, and E. Mathieson, "Cathode charge distributions in multiware chambers : III. distribution in anode wire direction", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors*

and Associated Equipment **234** no. 3, (1985) 505 – 511. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900285909994.

[68]

[69] T. R. team, "Root home page", (1995-2013) . http://root.cern.ch.

[70] **ALICE** Collaboration, "The ALICE experiment at the CERN LHC", *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08002. http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002.

[71] "PYTHIA home page". http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html.

[72] "Hijing home page", (1997) . http://ntc0.lbl.gov/~xnwang/hijing/.

[73] "Geant3 documentation", (1995) . wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant/geantall.html.

[74] "Geant4 home page", (2013) . http://geant4.web.cern.ch/geant4/.

[75] **FLUKA** Collaboration, "FLUKA home page", (2000-2013) . www.fluka.org.

[76] "AliEn home page". http://alien2.cern.ch/.

[77] EGI, "Big science needs big computing : the WLCG", (2012) . http://www.egi.eu/case-studies/physical-sciences/WLCG.html.

Chapitre 3

Etude de la densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$

Sommaire

3.1 $dN_{ch}/d\eta$: une observable globale témoin des premiers instants de la collision 75

3.2 Etat des lieux expérimental 76

3.2.1 Mesures en collisions p-p 76

3.2.2 Mesure en collisions A-A 77

3.2.3 Dépendance en énergie de $dN_{ch}/d\eta$ 79

3.2.4 Comportement de la distribution à très grande rapidité ou limite de fragmentation 80

3.2.5 Etude de la dépendance en fonction du nombre moyen de participants $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 80

3.2.6 Le nombre total de particules chargées : N_{ch} 83

3.3 Les modèles théoriques Monte Carlo, analytiques et phénoménologiques . . 84

3.3.1 Le Color Glass Condensate (CGC) 84

3.3.2 Les générateurs PYTHIA, HIJING et AMPT 85

3.3.3 Le non-equilibrium statistical Relativistic Diffusion Model (RDM) . . 86

3.3.4 Le String Percolation Model (SPM) 87

3.4 Résultats d'ALICE à mi-rapidité 88

3.4.1 La technique d'analyse 88

3.4.2 Résultats 90

3.5 Problématique, enjeux et méthode pour la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ vers l'avant 91

3.5.1 La densité de matière, un agent majeur dans la production du bruit de fond 92

3.5.2 La technique des vertex déplacés 92

3.5.3 Technique employée et mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO . . . 105

3.5.4 Etude systématique 113

3.5.5 Mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le FMD et budget de matière dans ALICE 114

3.6 Résultats 116

3.6.1 $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité 116

3.6.2 Comparaison avec les modèles théoriques 120

3.7 Exploitation des résultats 121

3.7.1 Retour sur la densité en particules chargées 121

3.7.2 Estimation du nombre total en particules chargées, N_{ch}, produites à la collision 121

3.7.3 Evolution de N_{ch}, normalisé par le nombre de paires de participants, en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$ 125
3.7.4 $dN_{ch}/d\eta$ par paire de nucléons participants en fonction de la centralité 126
3.7.5 Etude de l'échelle longitudinale : la limite de fragmentation 127
3.7.6 Etude de la conservation du boost de Lorentz en fonction de la rapidité : dN_{ch}/dy 131
3.8 Conclusions et perspectives 133
Bibliographie 137

Ce chapitre introduit les concepts relatifs à la densité de particules chargées en fonction de la pseudo-rapidité et l'intérêt de cette mesure (sections 3.1 et 3.2). Les mesures réalisées précédemment et les différentes études possibles à partir de la distribution de particules chargées sont tout d'abord présentées ainsi que certains modèles théoriques et phénoménologiques (section 3.3). Puis, les techniques d'analyse mises en place à mi-rapidité (section 3.4) et dans la région vers l'avant (section 3.5) seront détaillées. L'analyse réalisée en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV sera détaillée (section 3.4). Ce chapitre se termine sur une discussion autour des différents résultats extraits (section 3.6) et une mise en perspective (section 3.8) de la mesure pour les futures prises de données.

3.1 $dN_{ch}/d\eta$: une observable globale témoin des premiers instants de la collision

La multiplicité et en particulier la densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$ est une observable globale fondamentale en collisions d'ions lourds. Il s'agit, la plupart du temps, de la toute première mesure effectuée lors du lancement d'une nouvelle expérience [1]. Ce fut d'ailleurs le cas pour ALICE qui publia la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ seulement quelques mois après l'acquisition des données à mi-rapidité en collisions p-p à 0.9, 2.36 et 7 TeV [1,2], en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV pour différentes centralités [3, 4] et en collisions p-Pb à 5.02 TeV [5] intégrée en centralité. Cette mesure permet d'extraire rapidement les propriétés globales de la matière créée lors de la collision. En effet, cette observable permet d'obtenir des informations sur les premiers instants de la collision et est utilisée pour estimer plusieurs autres quantités physiques telles que la densité d'énergie ou encore l'entropie du système.

Cette grandeur est difficilement calculable théoriquement. Il est impossible, par exemple, d'obtenir le nombre de particules chargées produites à partir d'un Lagrangien de QCD. Pour parvenir à son estimation théorique, il faut donc utiliser des modèles Monte Carlo et/ou phénoménologiques. Néanmoins, les valeurs ainsi fournies ne sont pas toujours directement comparables avec l'expérience. Certains calculs fournissent la mutiplicité totale de particules produites en incluant non seulement les baryons, mésons et leptons chargés, mais aussi les neutres. Par ailleurs, la théorie fait le plus souvent référence au dN_{ch}/dy plutôt qu'au $dN_{ch}/d\eta$. À très grande rapidité (grand y), on a $\eta \sim y$. Cette approximation est fausse à mi-rapidité. Ceci implique donc une transformation Jacobienne pour passer de la rapidité à la pseudo-rapidité et donc une ou plusieurs hypothèses.

Pour finir, à cause des difficultés théoriques rencontrées pour l'estimation de cette grandeur, l'étude du $dN_{ch}/d\eta$ ne prend son sens que si la mesure est comparée à plusieurs modèles et/ou différentes mesures pour des énergies et systèmes différents.

1. Le terme « nouvelle expérience » sous-entend ici : nouveau détecteur, nouvelle énergie ou encore nouveau système collisionnel.

3.2 Etat des lieux expérimental

3.2.1 Mesures en collisions p-p

Les collisions p-p (ou p-$\bar{p}$) sont utilisées dans la physique des ions lourds comme références. Deux types de mesures peuvent être considérés. La première concerne la multiplicité de particules chargées pour les collisions inélastiques (INEL), la seconde fait référence aux collisions NSD (Non Single Diffractive) où les deux protons (ou proton et anti-proton) incidents sont détruits lors de la collision. Les résultats obtenus en fonction de la pseudo-rapidité, auprès des différentes expériences de l'ISR au LHC, sont résumés dans la figures 3.1. La comparaison des mesures en p-p (ou p-$\bar{p}$) avec les mesures effectuées en collisions A-A permet de déterminer si le nombre total de particules chargées produit en collisions A-A résulte d'une superposition ou non de collisions entre les nucléons qui composent les deux noyaux.

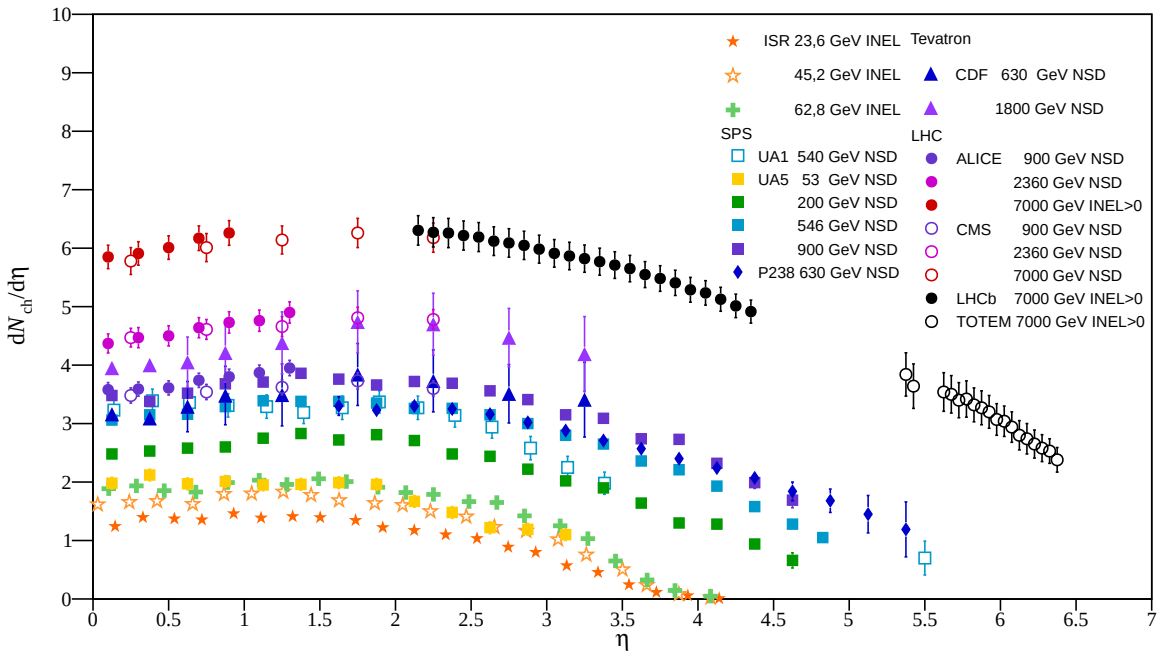


FIGURE 3.1 — $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de η en collisions p-p pour différentes valeurs de $\sqrt{s}$. Les mesures de l'ISR sont réalisées pour des collisions inélastiques (INEL), celles de LHCb, TOTEM et ALICE (7 TeV) sont faites pour des collisions inélastiques en demandant qu'au moins une particule chargée soit reconstruite dans l'acceptance du détecteur faisant la mesure (INEL>0). Les autres mesures sont issues de l'étude des processus NSD (Non Single Diffractive). Les mesures sont tirées de [1, 2, 6–10].

3.2.2 Mesure en collisions A-A

Un grand nombre de mesures est également disponible en collisions d'ions lourds. On peut par exemple voir sur la figure 3.2 les résultats obtenus par PHOBOS et BRAHMS, deux expériences du RHIC, en collisions Au-Au à différentes énergies. La mesure est faite sur une large gamme en pseudo-rapidité ($\sim$ 10 unités), en fonction de la centralité. Les résultats de PHOBOS et BRAHMS à l'énergie maximale du RHIC sont similaires. La largeur du plateau observé à mi-rapidité croît avec l'énergie mais les queues des distributions montrent un comportement semblable à grande pseudo-rapidité. Ainsi, malgré une augmentation d'un facteur 10 en énergie entre les distributions de PHOBOS à 19.6 GeV et 200 GeV, la dynamique du système reste globalement inchangée vers l'avant.

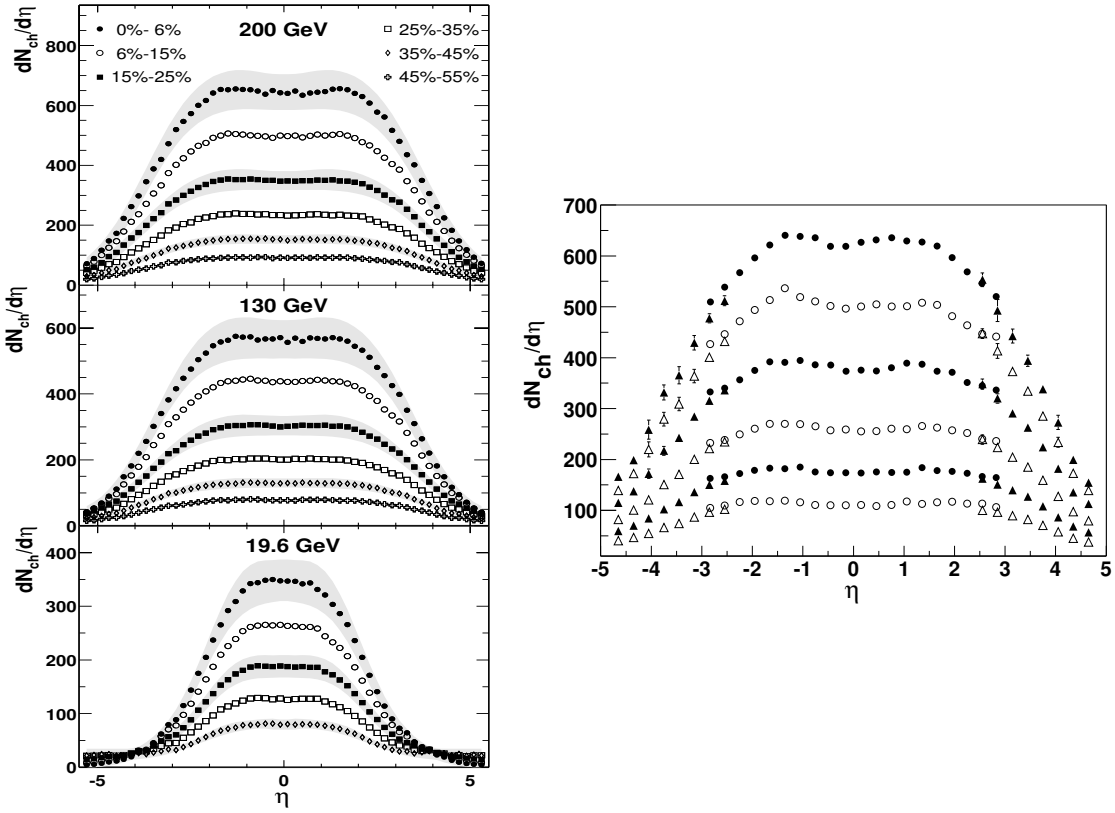


FIGURE 3.2 — Densités de particules chargées mesurées par PHOBOS en collisions Au-Au aux énergies de 200 GeV, 130 GeV et 19.6 GeV pour différents intervalles en centralité [11] (gauche). Distributions en $dN_{ch}/d\eta$ mesurées par BRAHMS en collisions Au-Au à 200 GeV pour différents intervalles en centralité [12] (droite). Les tranches en centralité fournies sur cette figure sont, du haut vers le bas, 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, et 40-50%. Sur cette figure, seules les erreurs statistiques sont données.

D'autres mesures réalisées en Pb-Pb à 2.76 TeV au LHC, dans une gamme restreinte en pseudo-rapidité ont été fournies par ATLAS et CMS [13, 14] et sont compatibles avec les mesures réalisées par ALICE pour les événements les plus centraux. La figure

3.3 présente les mesures réalisées par ATLAS et CMS en fonction de la centralité de la collision. Les résultats obtenus par les différentes expériences sont en bon accord comme on le montrera dans la section 3.6.1.2.

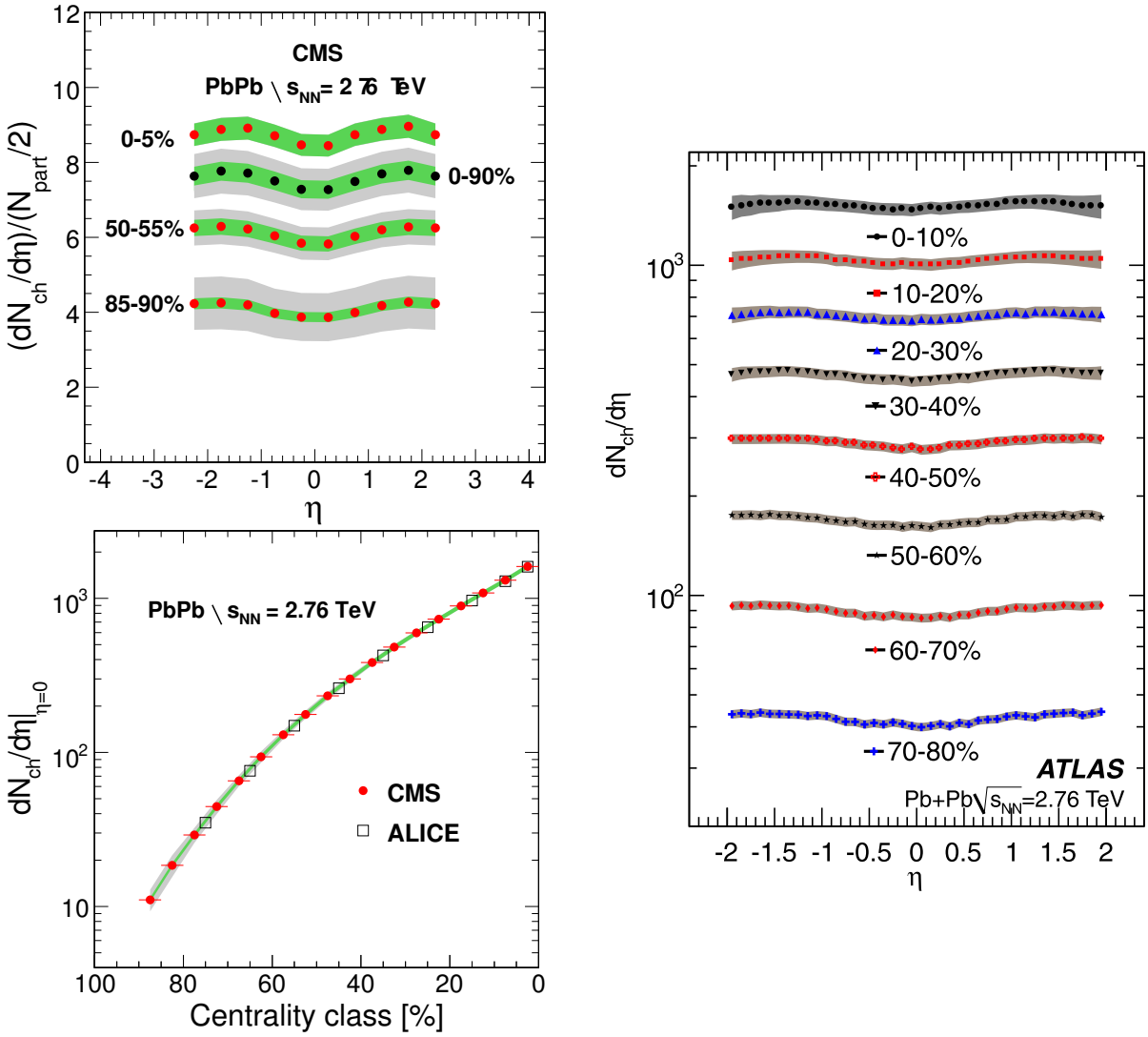


FIGURE 3.3 — La densité $dN_{ch}/d\eta$ mesurée en collisions Pb-Pb par CMS à 2,76 TeV dans le centre de masse [13]. La figure du haut représente le $dN_{ch}/d\eta$ normalisé au nombre de paires de participants à la collision en fonction de η et pour différentes tranches en centralité. La figure du bas donne la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ intégré sur $|\eta| < 2$ en fonction de la centralité. Les valeurs obtenues sont comparées à celles fournies par ALICE dans la même région (gauche). La densité $dN_{ch}/d\eta$ déterminée par ATLAS dans la région à mi-rapidité pour différentes tranches en centralité [14] (droite).

Enfin, pour pratiquer une comparaison avec les mesures fournies dans d'autres systèmes, il est nécessaire d'appliquer un coefficient de normalisation dépendant du nombre de participants à la collision. En prenant l'exemple d'une comparaison avec les données

recueillies en Au-Au au RHIC, on obtient :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}(Au - Au \rightarrow Pb - Pb) = \frac{N_{\text{part}}(Pb - Pb)}{N_{\text{part}}(Au - Au)} \cdot \frac{dN_{ch}}{d\eta}(Au - Au) \quad . \tag{3.1}$$

Ainsi, en s'affranchissant du système, il est possible de confronter directement les deux mesures et de tirer des conclusions sur l'influence de l'énergie dans le centre de masse sur la mesure du $dN_{ch}/d\eta$. En comparant les résultats produits au LHC à ceux obtenus à l'énergie maximum du RHIC dans la même gamme en η et pour les collisions les plus centrales, une augmentation d'un facteur ~ 2.5 du niveau du plateau est observée pour un gain d'un facteur ~ 14 en énergie par nucléon dans le centre de masse. On observe donc une dépendance de la multiplicité de particules chargées en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$. Il est intéressant de comparer la mesure d'ALICE avec plusieurs autres mesures précédemment effectuées à différentes énergies pour essayer de dégager un comportement global de $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$.

3.2.3 Dépendance en énergie de $dN_{ch}/d\eta$

La dépendance en énergie du $dN_{ch}/d\eta$ a été mesurée par un grand nombre d'expériences aussi bien en collisions A-A qu'en collisions p-p ou p-$\bar{p}$. La figure 3.4 montre l'évolution du $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. On remarque que le plateau de la distribution (pour $|\eta| < 1$) varie comme une loi de puissance en s_{NN} en A-A comme en p-p (ou p-$\bar{p}$). Cependant, la différence de puissance suggère que la production de particules chargées en collisions d'ions lourds ne peut être traitée comme une superposition de collisions p-p. L'étude du nombre total de particules chargées N_{ch} par paire de nucléons participants en fonction de l'énergie dans le centre de masse permet d'avoir des informations non seulement sur l'évolution du plateau mais aussi sur la largeur de la distribution en fonction de la densité d'énergie du système. Cette partie sera discutée dans la section 3.7.3.

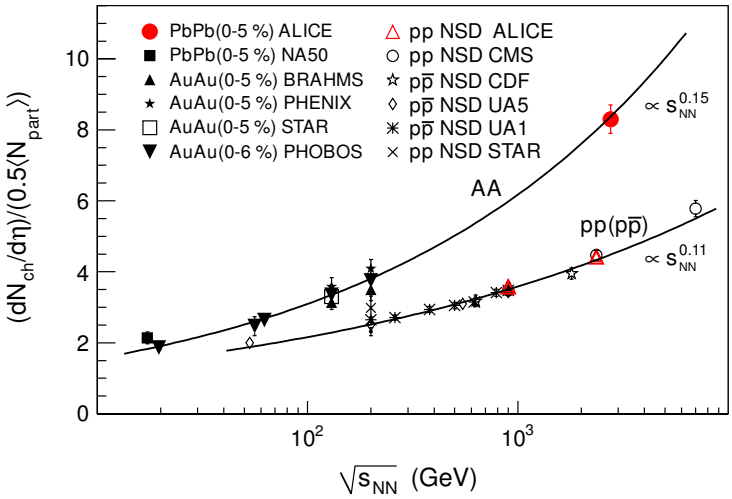


FIGURE 3.4 — Évolution de la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapidité dans la région centrale en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$.

3.2.4 Comportement de la distribution à très grande rapidité ou limite de fragmentation

En collisions p-p et A-A, il a été mis en évidence que $dN_{ch}/d\eta$ montre un comportement indépendant de l'énergie à très grande rapidité. En effet, lorsqu'on étudie la forme de la distribution en fonction de $y' = \eta - y_{\text{beam}}$, il apparaît que celle-ci est la même quelle que soit l'énergie de collision dans la limite $\eta \to y_{\text{beam}}$. La première idée expliquant cela vient de l'hypothèse de limite de fragmentation [15]. Dans ce modèle, la production de particules n'est effective que dans la région de fragmentation (*i.e.* proche de la rapidité du faisceau). Même si cette hypothèse sur le mécanisme de production de particules n'a pas permis de reproduire les observations expérimentales, la conservation de la limite de fragmentation a été observée et montre la formation de deux régions de fragmentation. La position de ces régions de fragmentation est indépendante de l'énergie en y'. En d'autres termes, la variable $y' = \eta - y_{\text{beam}}$ est une simple transformation vers le référentiel d'un des deux noyaux incidents. La figure 3.5 montre $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de y' pour différents systèmes et à différentes énergies. La large couverture en η de PHOBOS permet une étude précise de la limite de fragmentation dans ces différents systèmes et la conservation de cette limite est clairement visible pour $y' > -2$. On peut également noter que cette limite est conservée non seulement en collisions d'ions lourds mais aussi en collisions p-p.

La théorie de Landau (chapitre 1) prédit une telle conservation. Dans le cadre de cette théorie, dN/dy' s'exprime dans le référentiel d'un des noyaux incidents comme :

$$\frac{dN}{dy'} \propto \frac{1}{\sqrt{L}} \cdot \exp(-\frac{y'^2}{2L} - y') \quad , \tag{3.2}$$

où, $L = (1/2)\ln(s/m_p^2)$ avec s l'énergie dans le centre de masse au carré et m_p la masse du proton. L étant constant, pour $y' \sim 0$, on a donc :

$$\frac{dN}{dy'} \propto \frac{1}{\sqrt{L}} \cdot \exp(-y') \quad . \tag{3.3}$$

La validité de la limite de fragmentation au LHC est en lien direct avec ce travail et sera discutée dans la section 3.7.5. Ce point particulier a motivé un bon nombre d'études et de modèles qui prédisent la conservation [16–18] ou la violation de cette limite [16,19,20] aux énergies du LHC.

3.2.5 Etude de la dépendance en fonction du nombre moyen de participants $\langle N_{\text{part}} \rangle$

En collisions A-A, le nombre de participants est directement lié à la géométrie de la collision. Etant donné que la production de particules chargées dépend clairement de $\sqrt{s_{NN}}$, l'étude de sa dépendance en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ peut nous donner des informations complémentaires. Pour s'affranchir du système collisionnel, on divise $dN_{ch}/d\eta$ par le nombre de paires de participants. On peut ensuite étudier l'évolution de cette grandeur

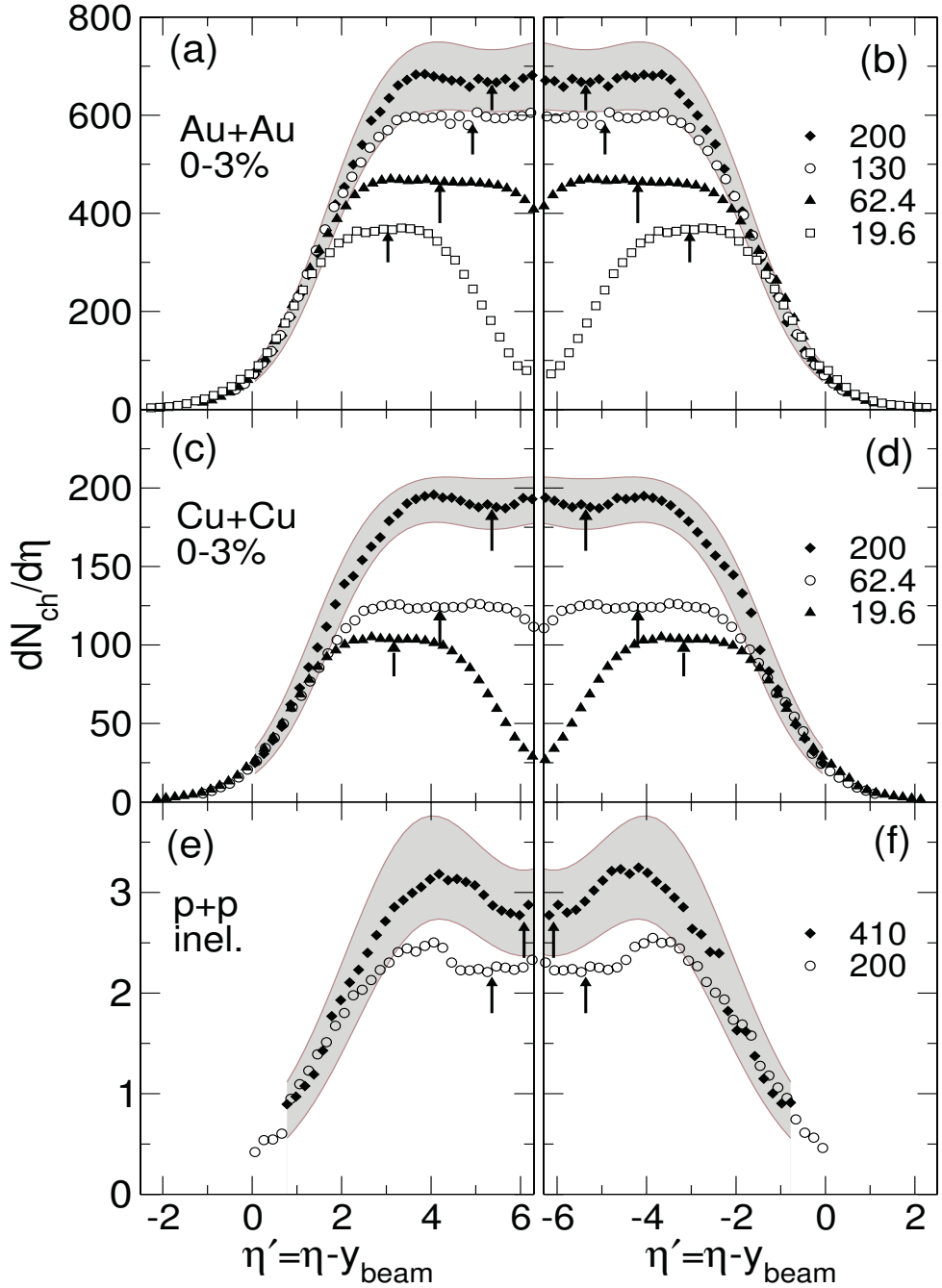


FIGURE 3.5 — $dN_{ch}/d\eta$ mesuré par PHOBOS [21] pour trois systèmes distincts : Au-Au (a,b), Cu-Cu (c,d) et p-p (e,f) en fonction de $y' = \eta - y_{\text{beam}}$ et pour différentes énergies. Les erreurs systématiques dans un intervalle de confiance de 90% sont données par les bandes grises. Les flèches permettent d'identifier la position de la région à mi-rapidité ($\eta = 0$).

en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ (*i.e.* de la centralité). Si les différentes classes en centralité ont les mêmes propriétés, la distribution $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{\text{part}} \rangle/2)$ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ devrait être

constante. De plus, si une collision A-A peut être comprise comme une simple superposition de collisions p-p, cette constante devrait être environ égale à la valeur mesurée en p-p ($N_{\text{part}} = 2$).

Le rapport $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{\text{part}}\rangle/2)$, mesuré par ALICE (figure 3.6) en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ pour $|\eta| < 0.5$ et différentes énergies, montre clairement que cette hypothèse est fausse. Il croît avec $\langle N_{\text{part}}\rangle$ aux énergies de RHIC comme à celle du LHC. Pour les événements les plus périphériques, le rapport s'approche de la valeur obtenue en p-p, ce qui suggère que plus la collision est périphérique, plus elle se comporte comme une collision p-p. Pour les collisions les plus centrales, il y a une augmentation du nombre de particules produites d'un facteur ~ 2 par rapport aux collisions p-p. Il est aussi important de remarquer les similarités dans la forme de la distribution entre les mesures du RHIC et du LHC. Au LHC, le niveau de la distribution augmente seulement d'un facteur ~ 2.1 par rapport à RHIC malgré une augmentation d'un facteur ~ 13 en énergie. Cependant, les formes des deux distributions sont quasiment les mêmes. Ceci suggère des mécanismes communs dans la production de particules chargées à mi-rapidité en collisions A-A entre le RHIC et le LHC et peu d'effet de la taille du système en fonction de la centralité entre une collision Au-Au et Pb-Pb. Le fait que les données collectées à plus basses énergies au SPS montre un comportement similaire de cette distribution conforte ces arguments [22].

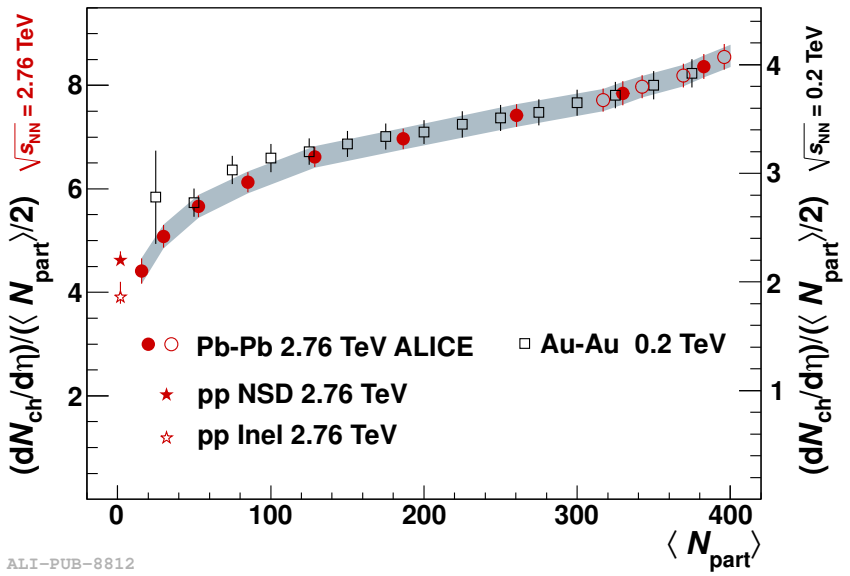


FIGURE 3.6 — Dépendance du $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{\text{part}}\rangle/2)$ en fonction du nombre de participants en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV et en collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [3]. Les données du RHIC (carrés ouverts) et d'ALICE au LHC (points rouges) n'ont pas les mêmes échelles. L'axe correspondant au RHIC est tracé à droite de la figure et celui correspondant à ALICE est à gauche. Les données d'ALICE sont fournies avec les erreurs systématiques non corrélées (barres d'erreurs) et corrélées (bande grise). Les erreurs statistiques sont négligeables.

3.2.6 Le nombre total de particules chargées : N_{ch}

Le nombre total de particules chargées produites lors de la collision pour $|\eta| < y_{\text{beam}}$ a été mesuré par PHOBOS à RHIC. Les figures 3.7 et 3.8 [21] montrent les résultats obtenus en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ et $\ln^2(s_{NN})$ respectivement. En fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$, la distribution normalisée au nombre de paires de participants croît faiblement pour les collisions les plus centrales. Une évolution de $N_{ch}/(\langle N_{\text{part}} \rangle/2)$ indépendante du nombre de participants a été proposée par PHOBOS. Cette évolution suit l'équation suivante :

$$\frac{2}{\langle N_{\text{part}} \rangle} N_{ch} = 0.26 \cdot \ln(s_{NN})^2 + 0.12 \quad . \tag{3.4}$$

L'équation 3.4 donne une bonne description dans les barres d'erreurs des résultats de l'expérience du RHIC quels que soient le système et l'énergie. La figure 3.8, montre l'évolution de N_{ch} en fonction de l'énergie dans le centre de masse dans une échelle logarithmique à gauche et linéaire à droite. L'équation 3.4 est représentée par la ligne noire et la ligne pointillée est issue de l'estimation de N_{ch} par l'approximation de la distribution $(dN_{ch}/d\eta)$ par un trapèze [21]. La dépendance en énergie semble effectivement être linéraire avec $\ln^2(s_{NN})$ de AGS au RHIC. Ces deux dépendances au LHC seront discutées dans les sections 3.7.2 et 3.7.3.

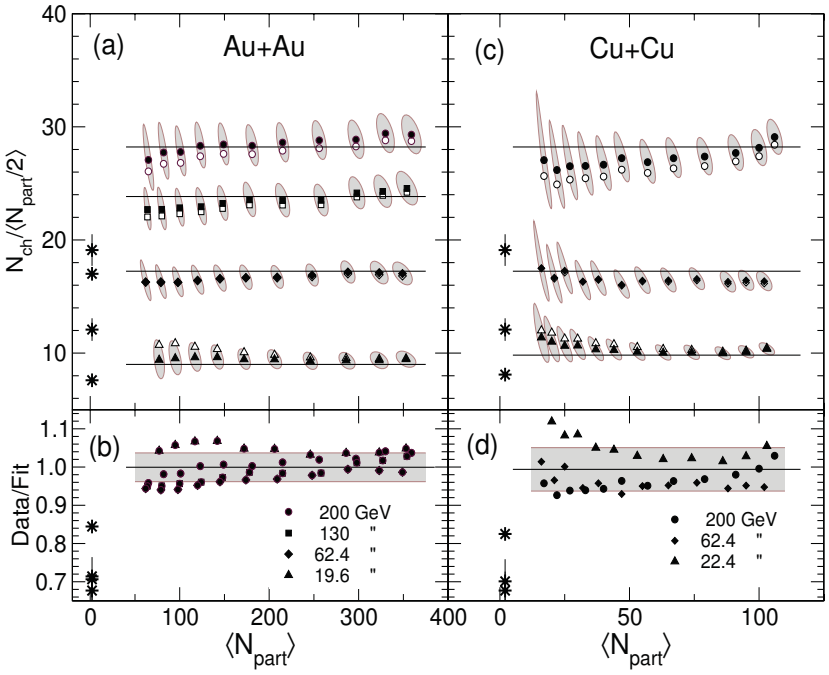


FIGURE 3.7 – $N_{ch}/(\langle N_{\text{part}} \rangle/2)$ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ fourni par PHOBOS [21] pour différents systèmes et énergies. Les lignes tracées sur les figures (a) et (c) sont issues de l'équation 3.4. Les figures (b) et (d) montrent le rapport obtenu entre les données et l'équation 3.4 en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ et $\sqrt{s_{NN}}$. Les données fournies par les collisions p-p (p-$\bar{\text{p}}$) sont représentées par des étoiles.

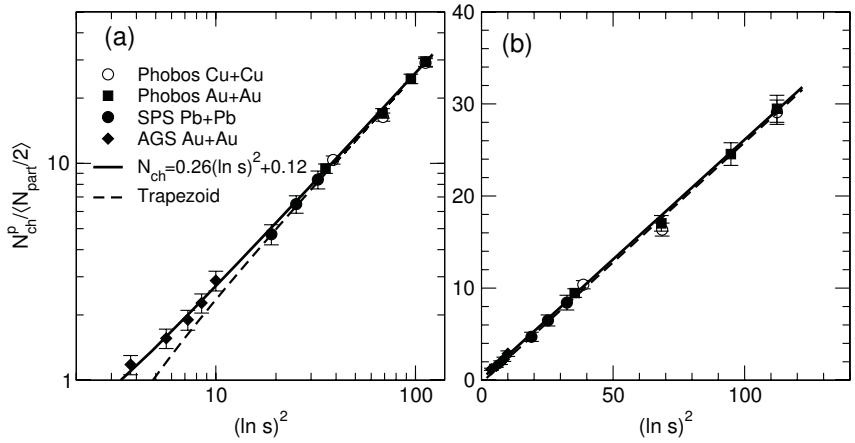


FIGURE 3.8 – $N_{ch}/(\langle N_{part}\rangle/2)$ en fonction de $\ln^2(s_{NN})$ fourni par PHOBOS [21] pour les collisions les plus centrales (0-3%). La figure est complétée par les mesures faites à plus basse énergie au SPS (Pb-Pb) [23, 24] et à l'AGS (Au-Au) [25–27].

3.3 Les modèles théoriques Monte Carlo, analytiques et phénoménologiques

Dans cette section, les modèles disponibles pour décrire la densité de particules chargées en collisions d'ions lourds seront brièvement évoqués. Cette discussion a deux objectifs majeurs. Tout d'abord, certains de ces modèles servent de base aux productions Monte Carlo utilisées dans l'analyse présentée par la suite. Les autres modèles seront comparés aux résultats expérimentaux pour tester leurs capacités prédictives et poser certaines contraintes sur la théorie.

3.3.1 Le Color Glass Condensate (CGC)

Un grande partie des modèles, ayant rencontré le plus de succès cette dernière décennie pour reproduire le $dN_{ch}/d\eta$, est basée sur le concept de condensat de verres de couleur (CGC). Ces modèles utilisent tous le principe de saturation de gluons présenté dans le chapitre 1 et sont valables à petit x de Bjorken, c'est-à-dire pour une fraction faible de moment transféré (Q^2)[2]. Nous nous intéresserons plus particulièrement dans la suite au modèle développé par Albacete *et al.* [28]. Ce modèle utilise l'équation B-JIMWLK pour faire évoluer le système en collisions A-A et prédire la multiplicité. Les conditions initiales sont contrôlées par un paramètre γ appelé « la dimension anormale ». Il permet de définir la forme de la distribution initiale non intégrée des gluons du proton (UGD : Unintegrated Gluon Distribution) [29]. Même si les mesures provenant de la diffusion p-e$^-$ suggèrent que $\gamma \sim 1.119$, ce modèle utilise la valeur fournie par les calculs originaux de McLerran-Vegnugopalan [30] où $\gamma \sim 1$[3]. C'est avec cette configuration que ce modèle CGC a

2. $x = Q^2/(2M)$ ou M est la masse du hadron incident.
3. $\gamma \sim 1$ correspond à une UGD de forme Gaussienne.

prédit avec succès les premières mesures d'ALICE (figure 3.9) tant pour l'amplitude que pour la distribution.

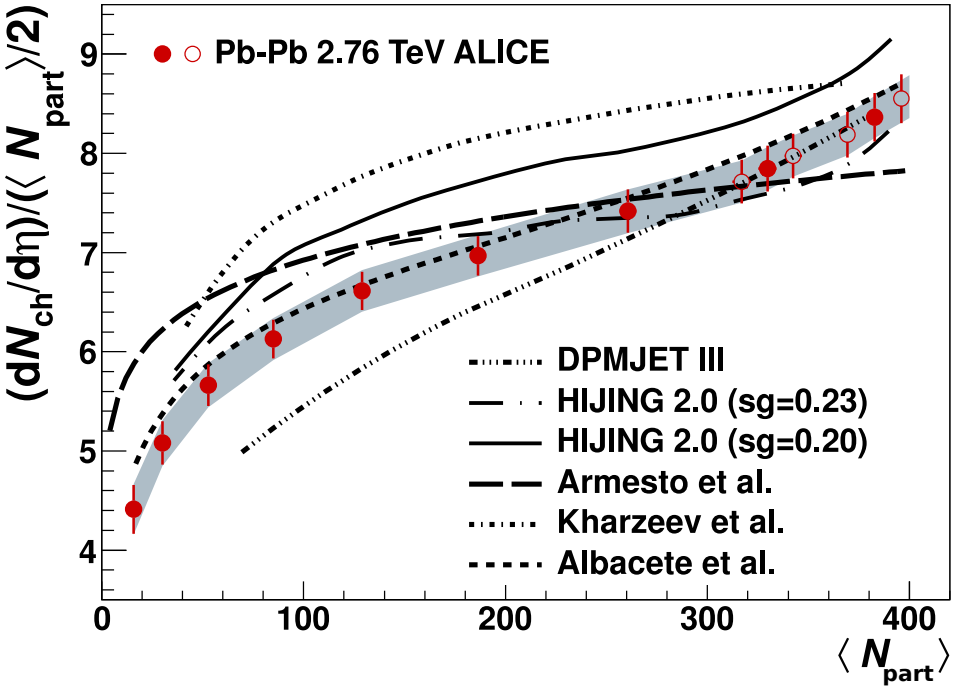


FIGURE 3.9 – Comparaison du $(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{\text{part}}\rangle/2)$ en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ avec différents modèles [3].

3.3.2 Les générateurs PYTHIA, HIJING et AMPT

PYTHIA [31] est un modèle Monte Carlo couramment utilisé en physique des particules. Son développement commença en 1978 avec la naissance du programme JETSET créé par les membres du groupe de Physique théorie de Lund. Depuis lors, de nombreuses de personnes participèrent au développement de ce code ou créèrent de nouveaux programmes similaires dont PYTHIA est l'un des plus importants. En 1997, JETSET et PYTHIA sont réunis sous le même label : PYTHIA. Ce générateur utilise des théories et modèles pour un grand nombre d'aspects physiques. Ainsi, il gère la production d'interactions dures et douces, la fragmentation, l'hadronisation, la production de partons dans l'état final et initial, la physique du photon, les décroissances de particules ou encore la physique au delà du modèle standard. PYTHIA est en perpétuelle évolution et régulièrement amélioré pour reproduire le plus fidèlement possible les données collectées à de nouvelles énergies [32].

La première version de HIJING (Heavy Ion Jet INteraction Generator) est apparue en 1991 [33]. Le modèle est basé sur PYTHIA fut utilisé avec succès pour décrire les données en collisions A-A et p-p à plus basses énergies. Plusieurs mises à jours permirent

de prendre en compte les résultats obtenus aux énergies de RHIC et du LHC [33]. HIJING utilise une approche pQCD qui combine la production de mini-gerbes (basé sur PYTHIA) avec des modèles phénoménologiques utilisant des cordes à bas p_T (Lund FRITIOF et DPM (Dual Parton Model)). À haut p_T, les processus rares de QCD sont également inclus. Afin de reproduire les interactions multiples en collisions A-A, ce modèle Monte Carlo utilise une approche de type Glauber. Par ailleurs, l'influence et les modifications induites par un milieu dense et chaud sur les mini-gerbes produites par interaction q-$\bar{q}$ sont aussi incluses (*i.e* « shadowing » et « jet-quenching »).

AMPT (A Multi-Phase Transport) [34] est une extension de HIJING. En effet, AMPT utilise HIJING pour la génération des conditions initiales, mais applique ses propres algorithmes pour traiter l'évolution du système après la collision notamment dans l'état final. Dans AMPT, la diffusion des partons (quarks et gluons) est assurée par le modèle ZPC (Zhang's Parton Cascade) et la diffusion des hadrons après le gel chimique est prise en charge par un modèle de transport relativiste : ART (A Relativistic Transport model). La dernière version publiée de AMPT donne une distribution en $dN_{ch}/d\eta$ équivalente à celle donnée par HIJING 2.0. Enfin, l'inclusion des interactions dans l'état final font de ce modèle Monte Carlo un bon candidat pour l'étude des phénomènes collectifs comme le flot anisotropique [35–38].

3.3.3 Le non-equilibrium statistical Relativistic Diffusion Model (RDM)

Le RDM [39] est un modèle phénoménologique qui utilise une approche statistique hors équilibre des collisions d'ions lourds relativistes. Dans ce modèle, la distribution de particules chargées en fonction de la rapidité est décrite comme une superposition incohérente de trois sources au temps d'interaction $t = \tau_{int}$: les sources $R_{1,2}(y, t = \tau_{int})$ dites de fragmentation [4] ayant pour contenu $N_{ch}^{1,2}$ particules chargées et une source provenant des interactions gluon-gluon $R_{gg}(y, t = \tau_{int})$ à mi-rapidité avec un contenu en particules chargées N_{ch}^{gg} [5]. On a alors :

$$\frac{dN_{ch}(y, t = \tau_{int})}{dy} = N_{ch}^{1} R_1(y, \tau_{int}) + N_{ch}^{2} R_2(y, \tau_{int}) + N_{ch}^{gg} R_{gg}(y, \tau_{int}) \quad , \tag{3.5}$$

L'évolution temporelle des distributions macroscopiques est assurée par l'équation de Fokker-Planck suivante dans l'espace des phases de la rapidité ($k = 1, 2, gg$) :

$$\frac{\partial}{\partial t} R_k(y, t) = -\frac{1}{\tau_y} \frac{\partial}{\partial y} \left[(y_{eq} - y) \cdot R_k(y, t) \right] + D_y^k(t) \frac{\partial^2}{\partial y^2} R_k(y, t) \quad , \tag{3.6}$$

où

— τ_y est le temps de relaxation pour la rapidité ;

4. Ces sources de fragmentation sont en fait les deux noyaux incidents produisant des particules chargées par collisions douces et fragmentation des noyaux.

5. Cette dernière composante proche de l'équilibre thermique, indiquerait la formation locale d'un QGP.

— y_{eq} est la valeur d'équilibre local, nulle pour les systèmes symétriques ;
— et $D_y^k(t)$ est le coefficient de diffusion qui tient compte de l'élargissement de la distribution dû aux interactions douces et à la création de particules.

Enfin, une transformation Jacobienne [6] permet de remonter à la distribution en $dN_{ch}/d\eta$. En utilisant, les données à plus basse énergie et en faisant l'hypothèse que la limite de fragmentation est conservée, des prédictions aux énergies du LHC sont possibles.

3.3.4 Le String Percolation Model (SPM)

Le SPM (String Percolation Model) [40] est un modèle sur la base du DPM (Dual Parton Model) utilisant la fusion et la percolation des cordes de Schwinger. La production de particules est décrite en collisions d'ions lourds, au niveau du parton et du nucléon, via la formation de cordes colorées tendues entre les deux noyaux incidents. Ces cordes décroissent en d'autres cordes par production de paires $q\bar{q}$-$q\bar{q}$ qui sont alors hadronisées pour former les hadrons observés. On distingue deux types de cordes en fonction de leur extension suivant la rapidité y :

— Les cordes dites de valence, associées aux interactions des quarks (diquarks) de valence ;
— et les cordes dites de la mer, associées aux interactions entre partons de la mer [7].

En collisions A-A, le nombre de cordes de valence est égal au nombre de nucléons participants à la collision alors que le nombre de cordes de la mer N_s se comportent comme $N_s \sim N_{\text{part}}^{4/3}$. Enfin, la densité de particules chargées dN_{ch}/dy est attendue être proportionnelle au nombre moyen de cordes ($\bar{N}_s$) tel que :

$$\frac{1}{N_{\text{part}}}\frac{dN_{ch}}{dy}\Big|_{A-A} = \kappa\frac{dN_{ch}}{dy}\Big|_{p-p}\left[1 + \frac{F(\eta^t_{A-A})}{F(\eta^t_{p-p})}(N_{\text{part}}^{1/3} - 1)\right] \quad , \tag{3.7}$$

où,

— κ est un facteur de normalisation ;
— $\frac{dN_{ch}}{dy}\Big|_{p-p}$ est la densité de particules chargées en collisions p-p à la même énergie dans le centre de masse ;
— η^t est la densité de cordes dans le plan du paramètre d'impact. Elle est proportionnelle à $\bar{N}_s$;
— et $F(\eta^t)$ est un facteur de réduction de couleur et dépend de la densité de cordes η^t. En effet, à haute densité d'énergie, les cordes sont vues comme des disques dans le plan du paramètre d'impact et se chevauchent, fusionnent et percolent [8]. Ceci conduit à une réduction globale de la couleur.

La dépendance en η de la distribution est une nouvelle fois obtenue par une transformation Jacobienne. Enfin, il faut noter que, dans le cadre de ce modèle, la limite de fragmentation n'est pas conservée. La violation est de l'ordre de quelques pourcents.

6. Dans les calculs, la masse moyenne des hadrons produits est approximée par celle du pion.
7. Ces partons sont pour la plupart des gluons.
8. On note que lorsque $\eta^t \to 0$, $F(\eta^t) \to 1$ et lorsque $\eta^t \to \infty$, $F(\eta^t) \to 1/\sqrt{\eta^t}$.

3.4 Résultats d'ALICE à mi-rapidité

Dans cette section, on présentera brièvement la technique d'analyse mise en place et les résultats obtenus pour le $dN_{ch}/d\eta$ dans la région à mi-rapidité avec le SPD. Ces résultats sont à l'origine de ceux obtenus dans la région vers l'avant avec le VZERO.

3.4.1 La technique d'analyse

Les toutes premières mesures faites et publiées par ALICE, en collisions Pb-Pb, concernaient le $dN_{ch}/d\eta$ dans la partie centrale ($|\eta| < 0.5$) [3, 4]. Ces mesures furent réalisées avec le SPD (voir section 3.4.2). La faible quantité de matière présente entre les deux couches du SPD et le point d'interaction (figure 3.10) implique une faible production de particules secondaires[9]. En effet, comme le montre le schéma sur la figure 3.10 la quantité de matière présente est 20 fois plus faible à mi-rapidité que dans la région vers l'avant. Ceci permet une mesure précise du $dN_{ch}/d\eta$ peu polluée par la contribution des particules secondaires au signal. Dans la suite, on présentera une mesure étendue en η du $dN_{ch}/d\eta$ avec le SPD dont la technique d'analyse est similaire à celle décrite dans [3, 4].

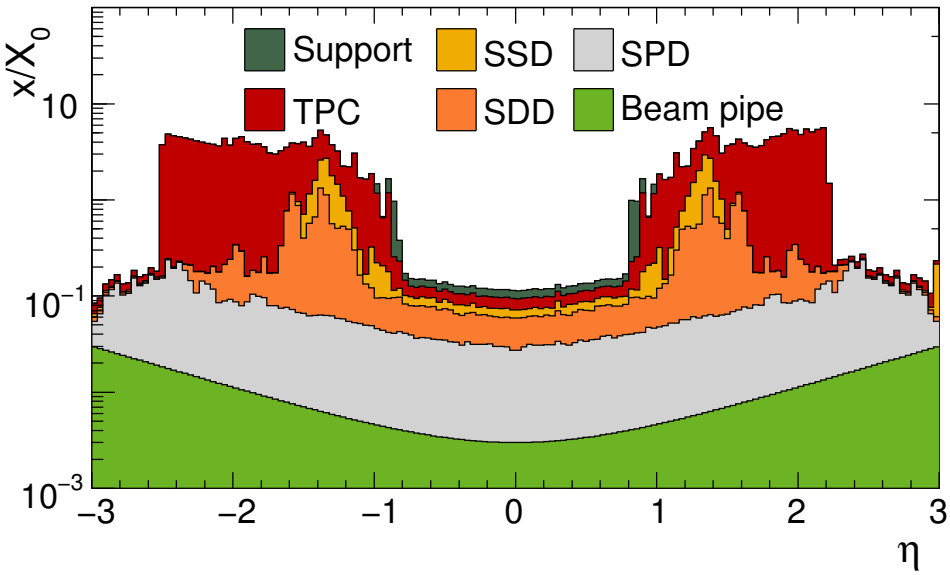


FIGURE 3.10 – Rapport des longueurs de radiations x/X_0 en fonction de η.

Cette technique d'analyse est basée sur la reconstruction de « tracelettes ». Un candidat « tracelette » est défini comme une paire d'impacts dans le SPD (un par couche). En utilisant le vertex d'interaction reconstruit comme origine, les différences en azimut $\Delta\varphi$

9. Les particules primaires sont définies comme des particules issues de la collision, alors que les particules secondaires et les produits de décroissance par interaction faible sont issues de l'interaction entre une particule et les matériaux composant le détecteur ALICE.

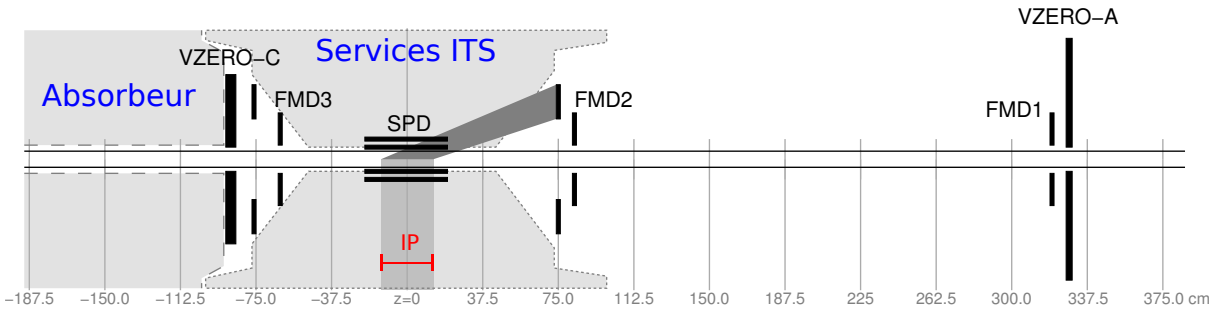


FIGURE 3.11 — Schéma en coupe du détecteur ALICE. Seuls les détecteurs utilisés dans la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ sont représentés. La zone gris clair entourée de tirés représente les structures de maintient, les système de refroidissement, etc. de l'ITS. Celle entourée de tirés longs représente l'absorbeur à muons placé juste devant le spectromètre d'ALICE. La zone grise correspond aux limites de la sélection imposées sur la position du point d'interaction pour l'analyse avec le SPD. L'aire gris foncé indique le chemin emprunté par les particules primaires produites à la collision lors de leur voyage vers le FMD2.

(plan de déviation) et en angle polaire $\Delta\theta$ (plan de non-déviation) sont calculées pour chaque paire. Seules les « tracelettes » ayant un δ^2 suffisamment petit sont sélectionnées. δ^2 est défini comme la somme quadratique de $\Delta\varphi$ et $\Delta\theta$ [10]. Le seuil en impulsion des particules chargées pouvant produire une « tracelette » dans le détecteur est de 50 MeV/c. De plus, si plusieurs « tracelettes » partagent un même impact dans le SPD, seule la combinaison avec le plus petit δ^2 est conservée. On obtient donc un nombre total de « tracelettes » en fonction de la rapidité $dN_{tr}/d\eta$.

La sélection d'événements utilisée dans cette analyse est la suivante. Les collisions utilisées se produisent autour de l'IP nominal. Afin d'étendre la couverture en η, par rapport aux mesures précédemment fournies par ALICE [3, 4], on demande un vertex d'interaction tel que $|z_{vtx}| < 13$ cm (zone grise sur le schéma de la figure 3.11). On obtient ainsi trois lots d'événements suivant z_{vtx} :

- -13 $< z_{vtx} <$ -6 cm ;
- -7 $< z_{vtx} <$ 7 cm ;
- 6 $< z_{vtx} <$ 13 cm.

La sélection en centralité des événements est déterminée à l'aide du ZDC [11] et seuls les événements ayant un vertex d'interaction bien reconstruit sont sélectionnés. Ceci permet d'obtenir une mesure du $dN_{ch}/d\eta$ dans la gamme en pseudo-rapidité $|\eta| < 2$.

$dN_{ch}/d\eta$ est ensuite extrait en utilisant $dN_{tr}/d\eta$ avec la formule suivante :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = \alpha_{SPD} \times (1-\beta)\frac{dN_{tr}}{d\eta} \quad . \tag{3.8}$$

10. $\Delta\varphi$ et $\Delta\theta$ sont naturellement normalisés par la résolution atteinte par le SPD dans chacun de ces plans. On estime cette résolution à 60 mrad en $\Delta\varphi$ et $25.sin^2\theta$ mrad en $\Delta\theta$.

11. Dans les références [3, 4], c'est le VZERO qui avait été utilisé.

Ici, le facteur α_{SPD} est un facteur de correction sur l'acceptance du détecteur et l'efficacité de reconstruction des « tracelettes » (*i.e.* la probabilité qu'une particule primaire forme une « tracelette » dans le SPD). Le facteur β traduit la fraction de « tracelettes » reconstruites issues d'impacts non corrélés dans le détecteur. Cette contribution est aussi appelée bruit de fond combinatoire. Ces deux corrections α_{SPD} et β dépendent de η et z_{vtx}. Les simulations utilisées pour calculer ces corrections sont basées sur le générateur d'événements Monte Carlo HIJING et un modèle GEANT3 pour la réponse des détecteurs.

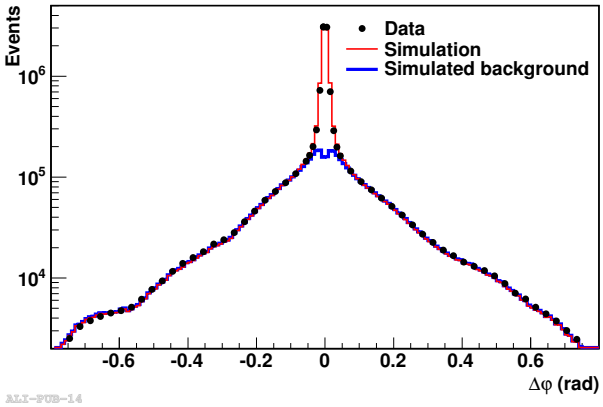


FIGURE 3.12 — Distribution de la séparation azimutale ($\Delta\varphi$) de tous les candidats « tracelettes » dans les données (points noirs), en simulation (rouge), et pour le bruit de fond combinatoire (bleu) estimé à partir de la simulation.

En simulant des événements de multiplicité similaire à celle observée dans les données et en sélectionnant les « tracelettes » reconstruites mais provenant d'impacts non corrélés dans le SPD, il est possible d'obtenir la distribution en δ^2 du bruit de fond combinatoire. La fraction β est estimée en faisant correspondre les queues des distributions en δ^2 des données et du bruit de fond combinatoire. La figure 3.12 montre le bon accord entre les données et la simulation pour la distribution en $\Delta\varphi$.

La correction en acceptance et en efficacité α_{SPD} est obtenue en simulation par le rapport entre le nombre de traces primaires chargées générées dans l'acceptance du SPD sur le nombre de « tracelettes » reconstruites après soustraction du bruit de fond combinatoire. α_{SPD} tient ainsi compte de :

- l'acceptance géométrique ;
- l'efficacité du détecteur et de la reconstruction des « tracelettes » ;
- la contamination par les produits de la décroissance des particules étranges par interaction faible, des particules secondaires contribuant au signal et des particules de trop faible impulsion pour être détectées.

3.4.2 Résultats

Les résultats obtenus avec le SPD concernant le $dN_{ch}/d\eta$ pour une gamme en pseudo-rapidité $|\eta| < 2$ sont présentés dans la figure 3.13. La densité de particules chargées a été

extraite à l'aide de la formule 3.8 pour quatre tranches en centralité : 0-5%, 5-10%, 10-20% et 20-30%. Les résultats sont entièrement compatibles avec ceux obtenus dans les précédentes publications d'ALICE [3, 4] comme on le montrera dans la section 3.6.1.2.

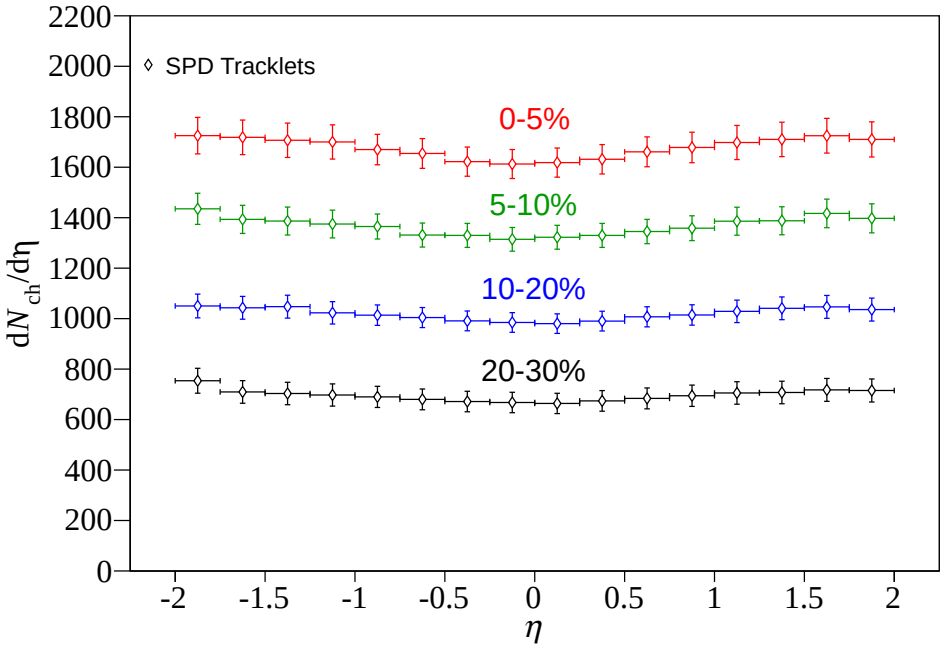


FIGURE 3.13 – $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de η, pour quatre tranches en centralité mesurées avec le SPD et avec le ZDC comme estimateur de la centralité.

3.5 Problématique, enjeux et méthode pour la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ vers l'avant

Une étude plus complète de la densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$ implique une mesure de la distribution sur une large gamme en η. ALICE possède une couverture d'environ 9 unités en pseudo-rapidité permettant cette étude (voir figure 2.7 du chapitre 2). Cela impose l'implication des détecteurs vers l'avant d'ALICE tels que le VZERO et le FMD. Dans cette section, on discutera des contraintes et problèmes liés à une telle mesure ainsi que les solutions mises en place pour parvenir aux résultats. La pierre angulaire de la technique d'analyse qui suit est l'utilisation des collisions satellites largement détaillée dans le chapitre 2. Cette nouvelle technique d'analyse est nommée « technique des vertex déplacés ».

3.5.1 La densité de matière, un agent majeur dans la production du bruit de fond

L'analyse dans le tonneau central bénéficie d'une faible densité de matière entre le point d'interaction et le SPD. Cependant, pour des collisions nominales dans la région vers l'avant (*i.e.* dans l'acceptance des détecteurs tels que le VZERO et le FMD), la densité de matière traversée par les particules primaires est beaucoup plus importante (figure 3.11, section 3.4.1). Ces particules primaires traversent des faisceaux de câbles électriques ainsi que des structures de maintien et de refroidissement utiles à l'ITS. De plus, la proximité du VZERO-C et du FMD3 avec l'absorbeur les rend sensibles au phénomène de rétrodiffusion des particules secondaires produites dans ce dernier [12]. Par conséquent, l'encombrement matériel dans cette région engendre une production de particules secondaires accrue et augmente d'autant la contribution du bruit de fond aux signaux en sortie des détecteurs [13].

La contribution de ces particules secondaires doit être corrigée. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'une description très précise du détecteur en simulation, tant pour les matériaux présents (incluant la totalité des infrastructures liés aux multiples détecteurs) que pour la réponse des détecteurs impliqués. Cependant compte tenu de l'ordre de grandeur des corrections à appliquer ainsi que de la finesse nécessaire pour la description du détecteur lors de simulations, il a été préférable de développer une nouvelle méthode d'analyse utilisant les collisions satellites enregistrées par ALICE en 2010 en collisions Pb-Pb. Ces collisions ainsi que leur origine ont été décrites en détails dans la section 2.1.4.3 du chapitre 2.

3.5.2 La technique des vertex déplacés

L'analyse utilisant les collisions satellites est originale. Il est nécessaire de redéfinir une sélection physique des événements et une estimation de la centralité propre à cette analyse. Dans la suite, on détaillera les caractéristiques de la méthode employée, ses avantages ainsi que les procédures mises en place pour sélectionner les événements.

3.5.2.1 Principe et avantages de la méthode

Les collisions satellites se produisent tous les 37.5 cm environ le long de l'axe des faisceaux au niveau de l'expérience ALICE (voir section 2.1.4.3). Sur le schéma de la figure 3.14, la position de ces différents points d'interaction est représentée entre -187.5 et 375 cm. Les deux aires gris foncé représentent le trajet emprunté par les particules primaires créées à $z_{vtx} = 225$ cm pour rejoindre le détecteur VZERO-A ou l'anneau interne du FMD2. Dans cette zone, la contribution principale à la production de particules

12. La rétrodiffusion est limitée pour la TPC (voir section 2.2.5.1) mais beaucoup moins pour les détecteurs vers l'avant proches de la face avant de l'absorbeur (VZERO-C et FMD3).

13. Dans certains cas, le nombre de particules secondaires produites peut atteindre jusqu'à 2 fois celui des particules primaires d'après les simulations Monte Carlo réalisées avec HIJING et une multiplicité en particules chargées de l'ordre de celle observée dans les données à $|\eta| < 0.5$.

secondaires vient du tube faisceau. Ainsi, en utilisant les collisions qui sont localisées au niveau de ces vertex déplacés, il est possible de réduire fortement l'impact de la production de particules secondaires sur la mesure. En effet, la quantité de particules secondaires peut être réduite d'un facteur 2 à 4 en fonction du vertex d'interaction choisi. Il s'agit là de l'un des avantages majeurs de cette technique.

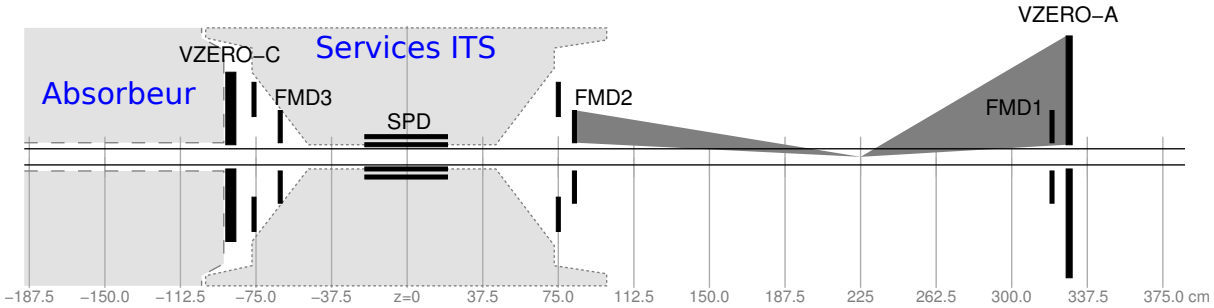


FIGURE 3.14 — Schéma en coupe du détecteur ALICE. Seuls les détecteurs utilisés dans la mesure de $dN_{ch}/d\eta$ sont représentés. La zone gris clair entourée de tirés représente les services de l'ITS. Celle entourée de tirés longs représente l'absorbeur à muons placé juste devant le spectromètre d'ALICE.

Grâce à cette technique, il est possible de balayer l'environnement d'ALICE pour comprendre et améliorer la description du détecteur (*i.e.* le budget de matière) en simulation. De surcroît, l'utilisation de ces vertex déplacés permet de faire varier l'acceptance en η des différents détecteurs en fonction de z_{vtx} et donc d'étendre considérablement la couverture en pseudo-rapidité pour ces mesures. En effet, la mesure est possible sur 8 unités de pseudo-rapidité (-3 $<\eta<$ 5) pour le VZERO et 10.5 unités (-5 $<\eta<$ 5.5) pour le FMD. Les autres intérêts de la méthode, souvent propres à l'analyse du FMD ou du VZERO, seront évoqués dans la suite.

3.5.2.2 Sélection des événements satellites en fonction de z_{vtx}

Afin d'utiliser les collisions satellites, il faut tout d'abord être en mesure de les séparer le long de l'axe des faisceaux. Pour cela, on utilise le ZDC (A+C) qui possède la résolution en temps nécessaire pour cette séparation. La figure 3.15 montre la corrélation entre la somme des temps moyens d'arrivée dans les ZDC-A et le ZDC-C ($\Sigma t_{ZDC} = t_A^{ZDC} + t_C^{ZDC}$) et la différence ($\Delta t_{ZDC} = t_C^{ZDC} - t_A^{ZDC}$). La somme en temps peut être comprise comme le temps de collision [14] et la différence comme la position du point d'interaction suivant l'axe du faisceau. D'après cette figure, une séparation claire des événements en fonction du temps de collision et de la position du vertex est donc possible.

On distingue plusieurs cas de figure :

— le **cercle noir** contient les événements issus de collisions entre deux paquets nominaux ($z_{vtx} = 0$ et $t = 0$) ;

14. Le temps de collision est ici défini relativement au temps $t = 0$ auquel se croisent les deux paquets nominaux à $z_{vtx} = 0$.

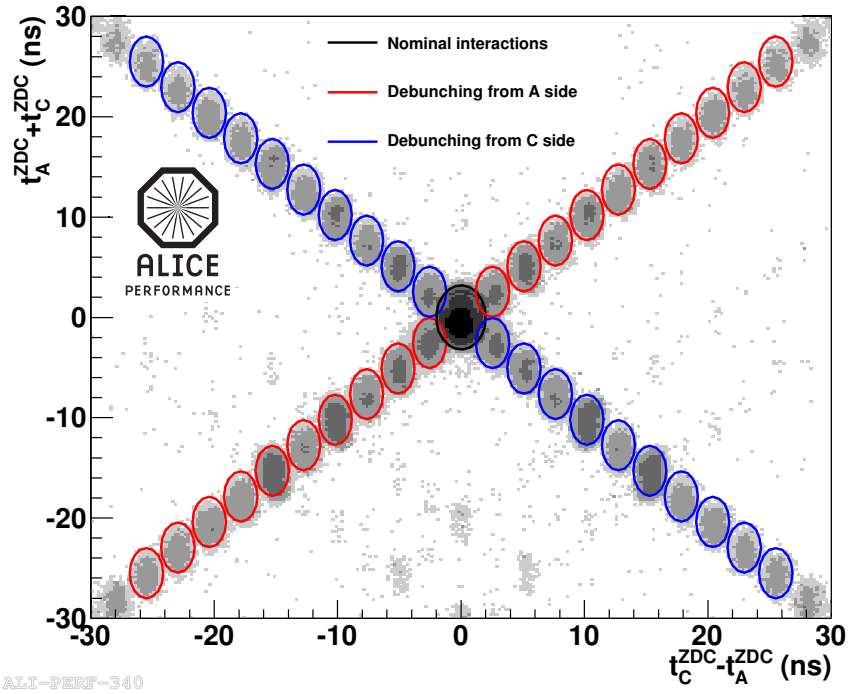


FIGURE 3.15 — Figure montrant la somme en fonction de la différence des temps d'arrivée dans les ZDC-A et -C. La sélection des événements satellites est réalisée à partir de cette distribution. Voir le texte pour plus de détails.

— les **cercles rouges (bleus)** contiennent les événements issus de collisions entre un paquet satellite provenant du côté A (C) et un paquet nominal provenant du côté C (A) ;

— les événements **hors des cercles** sont, pour la plupart, le fruit d'interactions entre deux paquets satellites. La statistique représentée par de telles collisions est négligeable et ces événements ne seront pas considérés.

Dans la suite, seuls les événements cerclés de rouge seront utilisés. En effet, l'unique tour du ZEM est placée côté A et, par conséquent, les signaux provenant d'interactions cerclées de bleu arrivent trop tôt ou trop tard pour être intégrés correctement par l'électronique. A contrario, les particules créées lors de l'interaction entre un paquet satellite venant du côté A et un paquet nominal venant du côté C voyagent avec le faisceau. Les signaux générés par ces collisions arrivent donc dans le ZEM en même temps que ceux produits par une collision entre deux paquets nominaux. Les figures 3.16 et 3.17, montrant la corrélation entre l'énergie déposée dans le ZDC (A+C) et l'amplitude du signal reçu par le ZEM, illustrent parfaitement ceci. En théorie, la relation entre ces deux grandeurs est linéaire [15] et décroissante en allant vers les événements les plus centraux. À gauche, tous les événements satellites sont pris en compte (bleu+rouge) et un grand

15. Pour les événements les plus périphériques (*i.e.* pour des signaux de basse amplitude dans le ZEM), la résolution du ZDC en énergie est fortement dégradée, ce qui explique la forme de la distribution pour les basses amplitudes dans le ZEM.

nombre d'événements ne respectent pas cette corrélation. À droite, seuls les événements cerclés de rouge sont pris en compte et l'effet de non-corrélation a disparu.

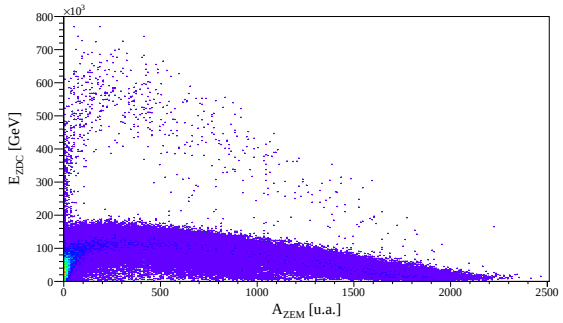


FIGURE 3.16 – Energie déposée dans le ZDC en fonction de l'amplitude du signal dans le ZEM pour les satellites venant du côté A et C.

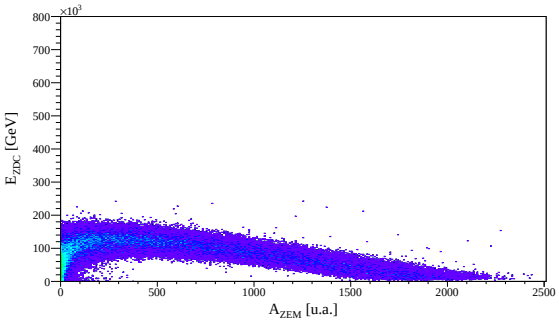


FIGURE 3.17 – Energie déposée dans le ZDC en fonction de l'amplitude du signal dans le ZEM pour les satellites venant du côté A uniquement.

Pour finir, les événements sont sélectionnés et classés en fonction de la position du vertex d'interaction grâce à une coupe dépendante de Σt_{ZDC} et Δt_{ZDC} (cercles rouges sur la figure 3.15) tels que :

$$\frac{(\Sigma t_{ZDC} - 2,5 \times n)^2}{(\sigma_{\Sigma t_{ZDC}})^2} + \frac{(\Delta t_{ZDC} - 2,5 \times n)^2}{(\sigma_{\Delta t_{ZDC}})^2} < 1 \quad , \tag{3.9}$$

où $\sigma_{\Sigma t_{ZDC}}$ =2.45 ns et $\sigma_{\Delta t_{ZDC}}$ =1.32 ns sont les résolutions en temps sur la somme et la différence en temps. n, compris entre -10 et 10, est l'indice représentant la position du vertex satellite. Ainsi, $n = 0$ signifie une interaction au vertex nominal. Cet indice est mutiplié par un facteur 2.5 (en ns) qui correspond à la distance entre deux vertex satellites soit 37.5 cm comme il a été décrit dans la section 2.1.4.3.

3.5.2.3 Estimation de la centralité de la collision

L'estimateur de la centralité dans ALICE est, par défaut, le VZERO (voir section 2.2.4.2). Cependant, cet estimateur est basé sur le spectre en multiplicité brut fourni par le détecteur et la forme de ce spectre est fortement dépendante de la position du point d'interaction. Pour pouvoir estimer la centralité d'une collision aux vertex satellites, il est donc nécessaire d'utiliser un estimateur de la centralité dont la réponse est indépendante de la position du vertex d'interaction. Le ZDC s'impose comme un candidat idéal puisqu'il est placé très loin du point d'interaction soit à ±114 m (voir chapitre 2 section 2.2.3.2). En effet, pour les collisions satellites, la variation relative de la distance entre le ZDC-A(C) et le vertex d'interaction ne dépasse pas 7%. Cette valeur est inférieure à celle obtenue pour le VZERO, lors de collisions nominales et avec une incertitude sur la position du vertex de ±13 cm. Néanmoins, la réponse du ZDC n'est pas monotone en fonction de

la centralité de la collision [16]. Pour cela, les informations du ZDC sont combinées à celles du ZEM. La réponse du ZEM, proportionelle à la centralité de la collision, est légèrement plus sensible à la position du vertex car il n'est situé qu'à 7.5 m du point de collision nominal. Les corrections appliquées en fonction de la position du vertex pour cet effet seront détaillées dans la suite.

L'estimateur avec le ZDC est calibré en utilisant l'estimation faite par le VZERO pour des collisions nominales. La figure 3.18 montre l'estimation de la centralité faite par le VZERO dans le plan défini par l'énergie déposée dans le ZDC (E_{ZDC}) et l'amplitude du signal dans le ZEM (A_{ZEM}) [41].

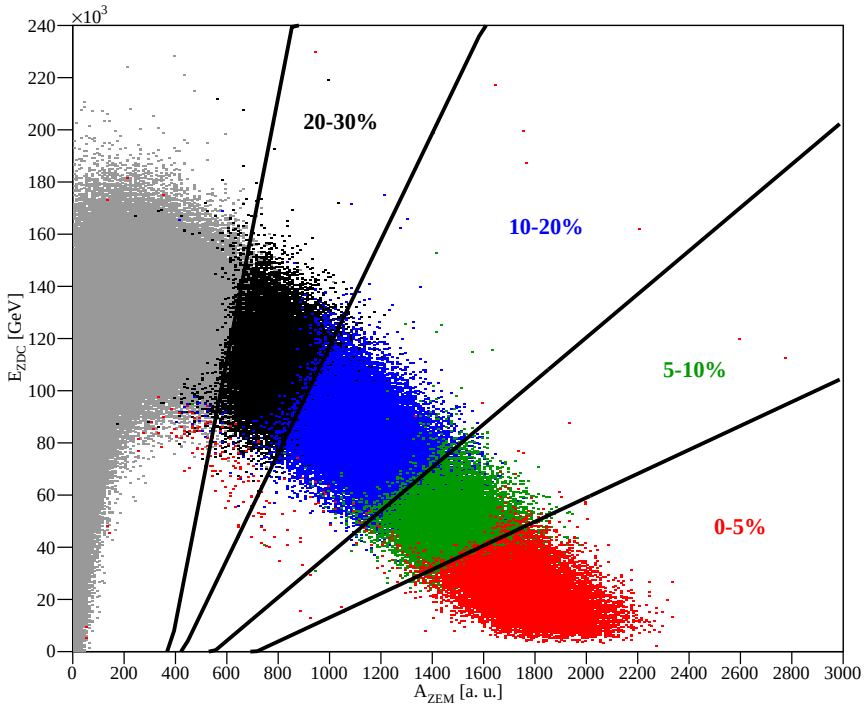


FIGURE 3.18 — Corrélation entre E_{ZDC} et A_{ZEM} à $z_{vtx} = 0$ cm. La centralité est estimée avec le VZERO au point d'interaction nominal. Les couleurs représentent les différentes tranches en centralité. Pour plus de détails, voir le texte.

Les points à la frontière entre deux tranches en centralité sont ajustés par une fonction linéaire. Ces droites sont représentées en noir sur la figure 3.18. Elles partent toutes d'un même point de coordonnées ($E_{ZDC_{ref}}, A_{ZEM_{ref}}$) et ont un cœfficient directeur s_{VZERO}. On trace ces pentes en fonction de la centralité fournie, en pourcents, par le VZERO (C_{VZERO})

16. Lors d'une collision, certains nucléons peuvent rester liés et forment des fragments. Si ces fragments ont une rigidité magnétique équivalente à celle des ions du faisceau, ils demeurent dans le tube faisceau et ne sont pas détectés. Cette effet est d'autant plus important que la collision est périphérique.

(figure 3.19). L'histogramme ainsi obtenu est ajusté à l'aide de la fonction suivante :

$$s_{VZERO} = \tan(\mathrm{a}_1 \times C_{VZERO} + \mathrm{a}_2) + b \quad , \tag{3.10}$$

où $\mathrm{a}_{1,2}$ et b sont des paramètres libres de l'ajustement. L'équation 3.10 reproduit bien les données et dénote le comportement angulaire de C_{VZERO} dans l'espace des phases E_{ZDC} en fonction de A_{ZEM}. Pour un événement i, on peut donc estimer sa centralité donnée par le ZDC (C_{ZDC}) avec la formule :

$$C_{ZDC} = \frac{\arctan s_{ZDC} - b - \mathrm{a}_2}{\mathrm{a}_1} \quad , \tag{3.11}$$

avec,

$$s_{ZDC} = \frac{E_{ZDC_i} - E_{ZDC_{ref}}}{A_{ZEM_i} - A_{ZEM_{ref}}} \quad , \tag{3.12}$$

où E_{ZDC_i} et A_{ZEM_i} sont respectivement l'énergie déposée dans le ZDC et l'amplitude du signal dans le ZEM pour l'événement i considéré.

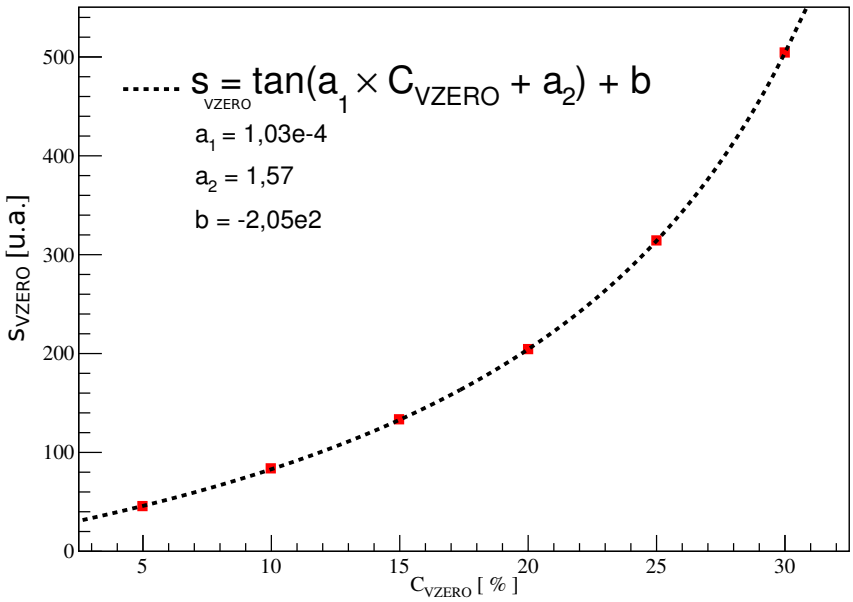


FIGURE 3.19 — Pentes des droites issues de l'ajustement dans la distribution $E_{ZDC} = f(A_{ZEM})$ en fonction de la centralité déterminée par le VZERO à $z_{vtx} = 0$.

Afin d'améliorer cette estimation, une correction sur l'amplitude mesurée par le ZEM est apportée. A_{ZEM_i} dépend à la fois de la position du vertex d'interaction et de la polarité

du champ. La figure 3.20 montre le rapport entre l'amplitude moyenne dans le ZEM pour un vertex d'interaction donné $A_{ZEM}(z_{vtx})$ et l'amplitude moyenne au vertex nominal $A_{ZEM}(0)$. Ce rapport est déterminé en fonction de la polarité du champ soit (- -) en bleu et (++) en rouge. Les distributions sont paramétrisées à l'aide de polynômes de degré 5. On obtient alors l'amplitude corrigée $A_{ZEM_{corr}}$ donnée par :

$$A_{ZEM_{corr}} = \frac{A_{ZEM}(0)}{A_{ZEM}(z_{vtx})} A_{ZEM_{raw}} \quad . \tag{3.13}$$

Cette correction est introduit un effet systématiques sur la mesure du $dN_{ch}/d\eta$. La méthode employée pour déterminer l'amplitude de cette erreur sera détaillée ultérieurement.

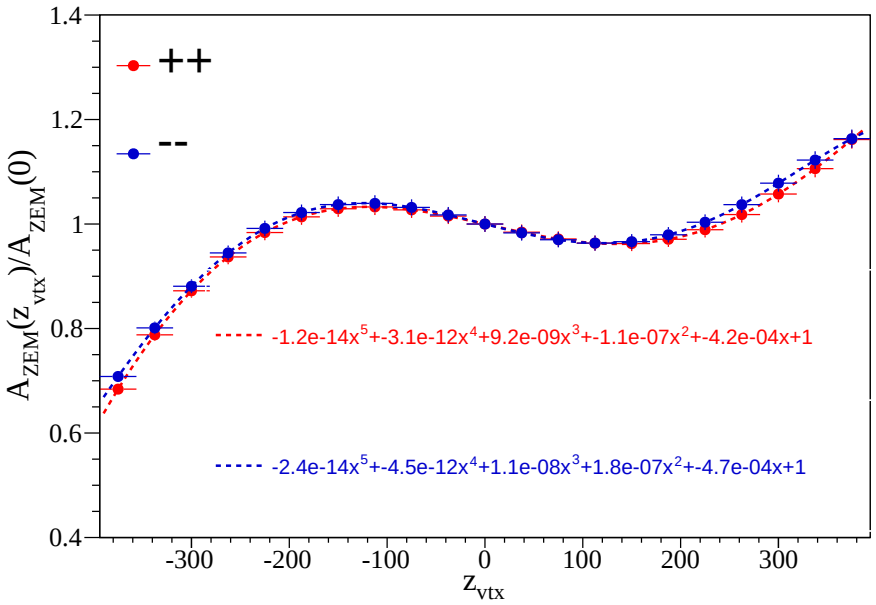


FIGURE 3.20 — Facteur de correction appliqué à l'amplitude du signal dans le ZEM en fonction de la position du vertex d'interaction pour les deux polarités (++ et - -). Le résultat de l'ajustement est donné par les deux courbes en pointillés soit respectivement pour une polarité (++) en rouge et (- -) en bleu.

Enfin, la figure 3.21 montre le nombre d'événements sélectionnés avec l'estimateur ZDC par tranche en centralité pour tous les vertex d'interaction. Un ajustement des points a été fait à l'aide d'une constante pour la tranche en centralité 0 à 30%. Le résultat montre que les événements sont également distribués en fonction de la centralité. Cependant, pour les tranches suivantes (30-35% et 35-40%), une déviation par rapport à l'ajustement est observée. On en conclut que cet estimateur ne fonctionne pas au-delà de 30% des collisions les plus centrales. Ceci est intrinsèquement lié à la dégradation de la résolution des calorimètres à protons et à neutrons lorsqu'on se déplace vers des événements de plus en plus périphériques. Dans la suite de cette analyse, on se limitera donc à l'étude

des événements dans une gamme en centralité entre 0 et 30%. L'erreur systématique provenant de la sélection des événements avec un tel estimateur sera déterminée à l'aide de cette étude. Ce point sera discuté dans la suite.

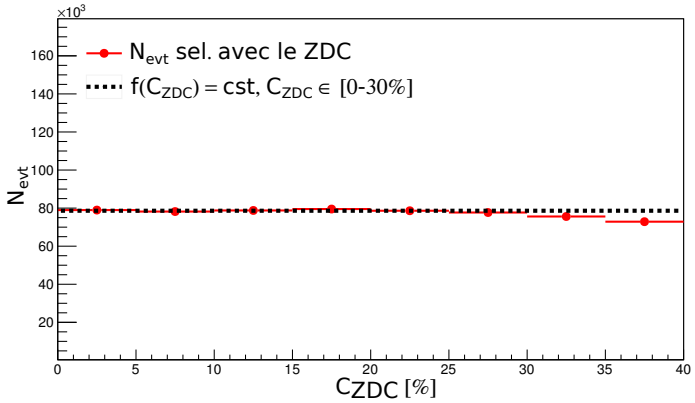


FIGURE 3.21 — Nombre d'événements en fonction de la centralité déterminée avec l'estimateur ZDC pour tous les vertex.

La figure 3.22 montre pour le vertex nominal la sélection en centralité des événements détectés par le VZERO pour les quatre tranches en centralité considérées dans la suite : 0-5%, 5-10%, 10-20% et 20-30%. Les résultats obtenus pour les autres vertex d'interaction sont similaires.

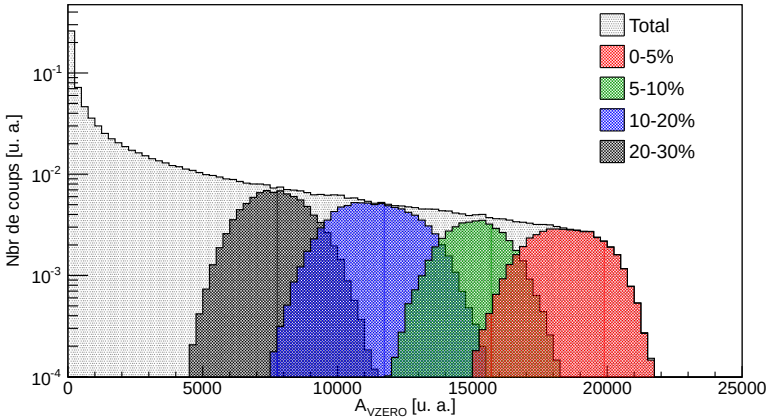


FIGURE 3.22 — Amplitude du signal mesuré dans le VZERO pour des événements à $z_{vtx} = 0$ cm. La centralité de la collision est évaluée à l'aide du ZDC.

Une vérification de la qualité de cet estimateur a été faite avec le $dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le SPD pour des collisions à $z_{vtx} = 0$ cm. Pour de tels événements, il est possible d'utiliser le VZERO comme estimateur et donc de comparer les résultats obtenus dans les différents cas (figure 3.23). Un bon accord entre les mesures est observé pour les deux

analyses le VZERO (cercles pleins) ou le ZDC (losanges ouverts) comme estimateur en fonction de la centralité. La variation observée sur le $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de l'estimateur sera intégrée dans les erreurs systématiques.

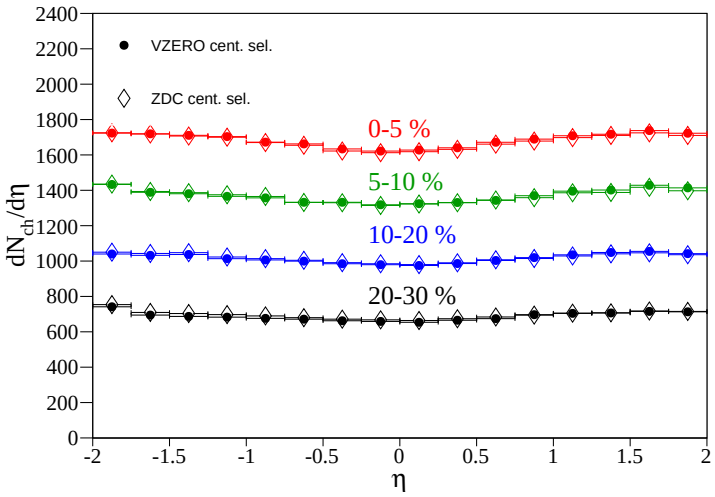


FIGURE 3.23 – $dN_{ch}/d\eta$ mesuré avec le SPD pour deux estimateurs de la centralité : le VZERO (cercles pleins) et le ZDC (losanges ouverts). Les résultats sont fournis pour plusieurs tranches en centralité.

3.5.2.4 Choix des conditions de déclenchement

Afin de sélectionner les événements, il est important de choisir les conditions de déclenchement auxquelles ces derniers doivent répondre. Deux déclenchements ont été envisagés : les déclenchements de biais minimum CMBAC et de haute mutiplicité C0SMH. Le premier répond aux conditions décrites dans la section 2.2.4.2 du chapitre 2. Le second demande à ce qu'au moins 100 impacts soient détectés dans le SPD. La figure 3.24 montre le rapport entre le nombre d'impacts dans le SPD en fonction de la centralité de la collision pour le vertex $z_{vtx} = 225$ cm. Pour la gamme en centralité considérée dans l'analyse (0-30%), le signal est largement au dessus du seuil du déclenchement C0SMH. Le même comportement est observé pour tous les autres vertex d'interaction utilisés dans l'analyse. La condition de déclenchement C0SMH est donc totalement efficace quelle que soit la position du vertex. Pour le déclenchement CMBAC, le rapport CMBAC/C0SMH (figure 3.25) est plus petit que l'unité pour les vertex proches du point d'interaction nominal ($|z_{vtx}| < 225$ cm) et décroît rapidement sinon. Le déclenchement de biais minimum est construit avec des conditions en partie basées sur la réponse du VZERO autour du temps $t = 0$ défini par le croisement des deux paquets nominaux à $z_{vtx} = 0$. La réponse du VZERO change significativement en fonction du vertex et la fenêtre d'observation de 25 ns du déclenchement CMBAC explique la décroissance rapide pour les vertex loin du point d'interaction nominal. Ainsi, pour $|z_{vtx}| > 225$ cm, l'efficacité de ce système de

déclenchement devient faible, voire nulle. Par conséquent, le déclenchement C0SMH est choisi pour l'analyse de données.

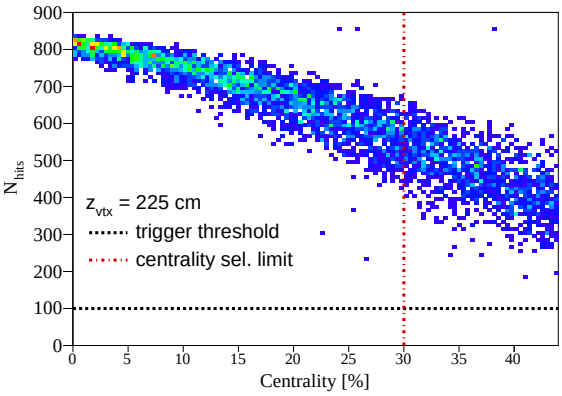


FIGURE 3.24 — Nombre d'impacts dans les deux premières couches de l'ITS en fonction de la centralité pour $z_{vtx} = 225$ cm. La ligne pointillée noire représente le seuil de déclenchement de C0SMH et la ligne pointillée rouge la centralité maximale utilisée dans l'analyse.

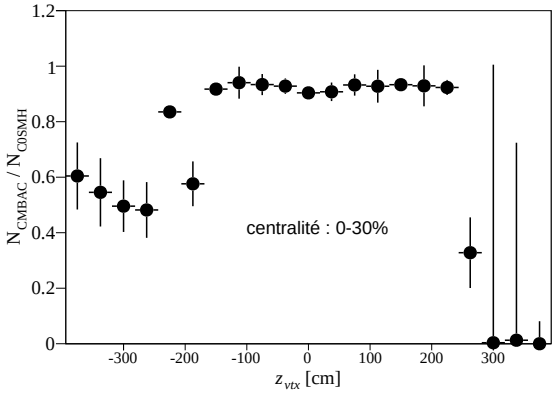


FIGURE 3.25 — Rapport entre les nombres d'événements CMBAC et C0SMH obtenus sur l'échantillon de données analysé.

3.5.2.5 Filtrage et contrôle de la qualité des événements traités avec le VZERO

La méthode d'analyse employée ici pour mesurer le $dN_{ch}/d\eta$ sortant du cadre classique des analyses effectuées dans ALICE et donc du cadre de travail courant, il est nécessaire de développer une méthode à la sélection des événements traités propre à cette analyse. En effet, la sélection standard des événements rejette les événements satellites.

La réponse du VZERO-A en fonction de la multiplicité dans le SPD est supposée linéaire et la distribution dépend de la position du vertex considéré. Dans un premier temps, il est nécessaire de verifier le fait que tous les événements sélectionnés pour l'analyse satisfont ce critère. Plusieurs types d'événements ne respectant pas cette corrélation entre la multiplicité dans le VZERO-A et celle dans le SPD ont été observés. Les origines de ces événements sont les suivantes :

- des événements provenant d'interactions faisceau-gaz contribuent au signal pour les vertex proches du point d'interaction nominal ;
- la sélection des événements satellites proches de la position des collisions au vertex nominal n'est pas totalement efficace. Une contamination d'un vertex à l'autre est observée (*i.e.* certaines collisions peuvent être attribuées au mauvais vertex d'interaction) ;
- certains événements sont détectés par le SPD mais un signal faible ou aucun signal n'est enregistré dans le VZERO.

Les événements issus d'interactions faisceau-gaz sont supprimés suivant la méthode présentée dans 2.2.4.2. Pour les deux derniers cas, on utilise la corrélation entre la multiplicité

dans le SPD et l'amplitude du signal dans le VZERO-A (figure 3.26). On observe un nombre non négligeable d'événements ne respectant pas la relation linéaire attendue entre les deux grandeurs. Une coupure est mise en place sur cette corrélation et la méthode employée est la suivante :

- on trace le profil de la distribution $Mult_{SPD} = f(A_{VZERO})$ (points rouges, figure 3.26) ;
- le profil est ajusté par une fonction linéaire (pointillés noirs, figure 3.26) ;
- la largeur de la distribution en fonction de A_{VZERO} et $Mult_{SPD}$ est $\pm$ 10% de la valeur moyenne environ. Par conséquent, une variation de $\pm$ 10% sur les paramètres est appliquée pour fixer les limites surpérieure et inférieure de la sélection (traits pleins noirs, figure 3.26).

Seuls les événements situés entre ces deux bornes sont conservés. Cette méthode est appliquée pour tous les vertex satellites et supprime très efficacement les deux types d'événements cités plus haut.

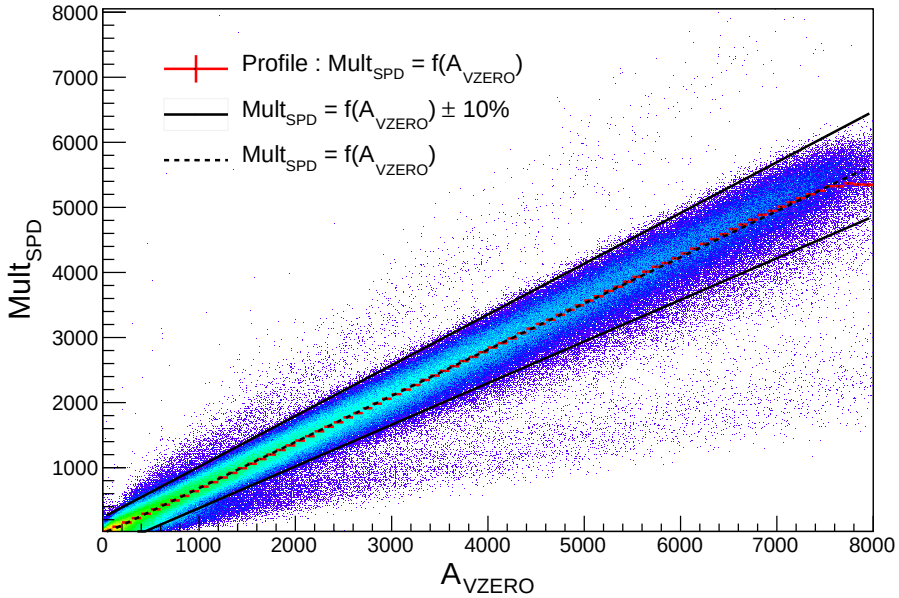


FIGURE 3.26 – Multiplicité dans le SPD en fonction de l'amplitude dans le VZERO-A pour $z_{vtx} = 0$ cm. Voir le texte pour plus de détails.

Après sélection, on cherche à étudier la stabilité de la réponse du VZERO-A en fonction de z_{vtx} ainsi que la reproductibilité de cette dernière en simulation. Pour cela, on détermine les rapports entre l'amplitude moyenne et la moyenne quadratique (RMS) du signal fourni par le VZERO en fonction de la centralité et de z_{vtx}. Puis on calcule le rapport $R(z_{vtx})$ défini comme :

$$R(z_{vtx}) = \frac{RMS_{VZERO}(0-5\%)}{RMS_{VZERO}(i_{cent})} \cdot \frac{\langle A_{VZERO}(i_{cent})\rangle}{\langle A_{VZERO}(0-5\%)\rangle} \quad , \tag{3.14}$$

où

- i_{cent} représente les tranches en centralité : 5-10%, 10-20% et 20-30% ;
- RMS_{VZERO} est la moyenne quadratique de l'amplitude du signal fourni par le VZERO pour l'anneau considéré ;
- et $\langle A_{VZERO-A} \rangle$ est l'amplitude moyenne du signal dans le VZERO pour l'anneau considéré.

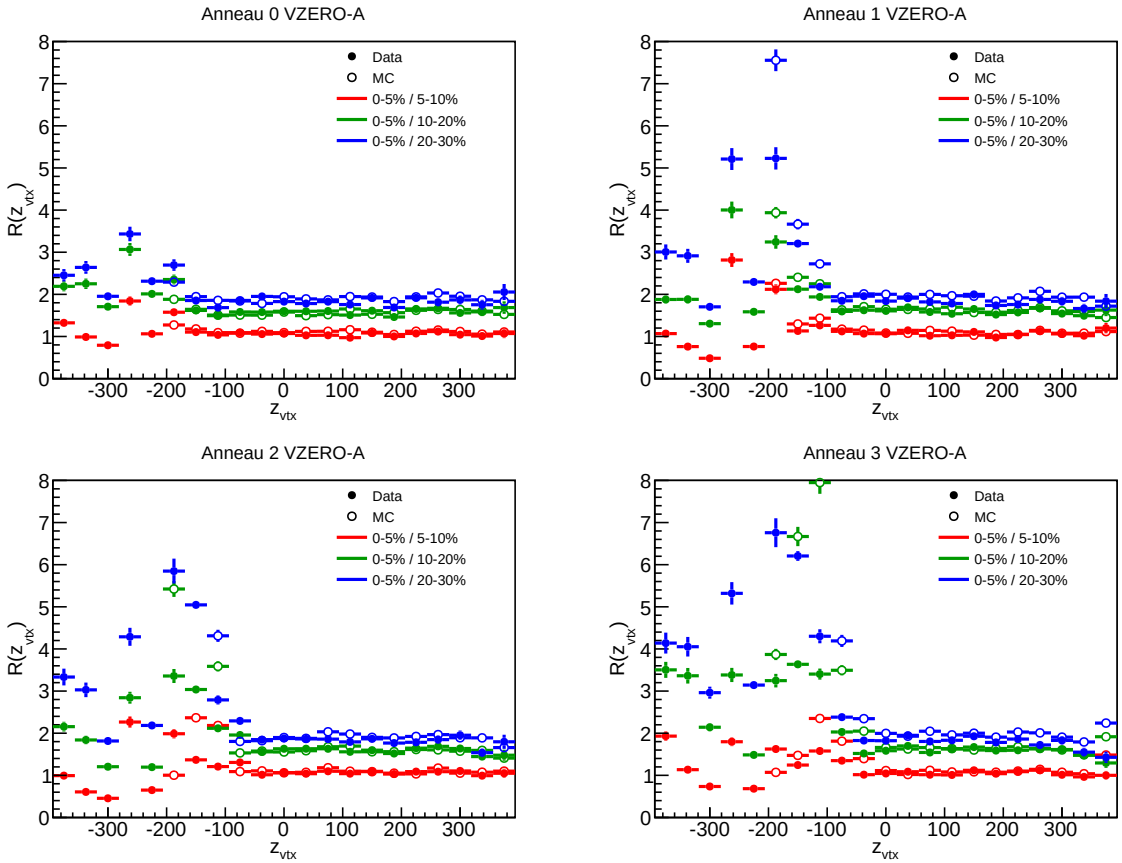


FIGURE 3.27 – Rapport $R(z_{vtx})$ en fonction de z_{vtx} et de la centralité pour les quatre anneaux du VZERO-A. Les cercles pleins proviennent des données, et les cercles ouverts sont tirés des simulations.

La figure 3.27 montre les différents rapports $R(z_{vtx})$ obtenus en fonction de l'anneau du VZERO-A pour différentes centralités. Le rapport en fonction de z_{vtx} montre une bonne stabilité pour les données (cercles pleins) en fonction de la centralité et pour un grand nombre de position en z_{vtx}. La stabilité de la réponse en fonction du vertex varie suivant l'anneau considéré. Le comportement global du détecteur est bien reproduit en simulation (cercles ouverts) en fonction de l'anneau, de la centralité, et de z_{vtx}. La stabilité de ce rapport et l'accord avec la simulation montrent donc une bonne compréhension de la réponse du détecteur ainsi que la viabilité de la technique utilisée pour un grand nombre de vertex.

Les grandes fluctuations de $R(z_{vtx})$ et/ou le mauvais accord avec la simulation pour certaines positions s'expliquent par le budget de matière. En effet, comme on peut le voir sur la figure 3.14, pour certains anneaux et vertex d'interaction, les particules produites à la collision traversent l'ITS et ses services ou l'absorbeur hadronique. La densité de matière traversée par les particules est importante dans ce cas. L'un des avantages majeurs de la méthode étant caduc dans ce cas, on ne tiendra pas compte de ces vertex. Les positions z_{vtx} et les anneaux utilisés dans l'analyse sont listés dans le tableau 3.1.

Enfin, pour les vertex d'interaction très proches du VZERO-A, l'angle d'entrée des particules dans les scintillateurs peut être important et la réponse du détecteur mal comprise. Afin de s'assurer d'une bonne compréhension de la réponse du VZERO-A, certains de ces anneaux ne seront pas considérés en fonction de la position du point d'interaction (voir tableau 3.1).

Tableau 3.1 – Récapitulatif des différents vertex utilisés (×) pour l'analyse du $dN_{ch}/d\eta$ suivant les anneaux du VZERO-A. Les vertex et anneaux marqués d'une (*) sont utilisés pour la calibration.

Anneau(x) du VZERO-A utilisé									
z_{vtx} [cm]	0	1	2	3	z_{vtx} [cm]	0	1	2	3
-187,5	×	-	-	-	112,5	×	×	×	×
-150,0	×	-	-	-	150,0	×	×	×	×
-112,5	×	-	-	-	187,5	×	×	×	×
-75,0	×	-	-	-	225,0	×	×	×	×*
-37,5	×	-	-	-	262,5	×	×	×*	×*
0.0	×	-	-	-	300,0	×	×*	×*	-
37,5	×	×	×	×	337,5	×*	-	-	-
75,0	×	×	×	×	375,0	×	×*	×*	-

Concernant le VZERO-C, les mêmes calculs et comparaisons ont été faits comme le montre la figure 3.28. Ici, la réponse du VZERO-C n'est pas stable avec la centralité ou la position du vertex. En effet, contrairement au VZERO-A, le VZERO-C est placé dans un environnement très dense en terme de matériaux. Comme on a pu le voir sur la figure 3.14, ce dernier est entouré par les services de l'ITS, plusieurs détecteurs vers l'avant comme le FMD1, le T0 et le PMD, et est fixé sur l'absorbeur hadronique. Dans cet environnement un fort taux de production de particules secondaires est attendu. De plus, les variations importantes de densité de matière en fonction des différents vertex et de η expliquent le comportement instable des distributions. Pour finir, la comparaison avec la simulation montre de larges différences avec les données en fonction du vertex d'interaction. Ceci traduit une mauvaise compréhension du bruit de fond et/ou une description incomplète des matériaux dans cette région. Par conséquent, dans la suite de l'analyse, seul le VZERO-A sera utilisé. Cependant, on entrevoit ici une autre application de la méthode concernant l'amélioration de la description du détecteur en simulation. Ce point sera discuté plus tard dans ce chapitre.

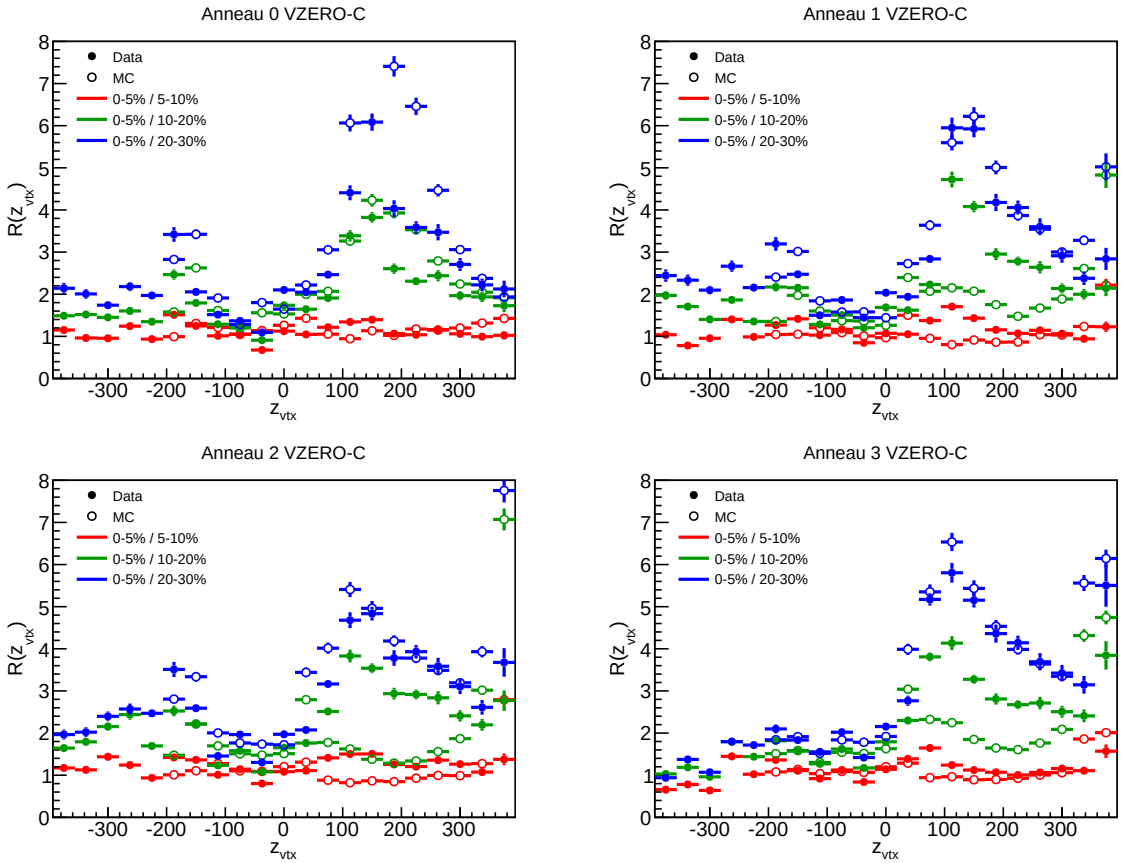


FIGURE 3.28 — Rapport $R(z_{vtx})$ en fonction de z_{vtx} et de la centralité pour les quatre anneaux du VZERO-C. Les cercles pleins proviennent des données, et les cercles ouverts sont extraits des simulations.

3.5.3 Technique employée et mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO

Pour extraire la densité de particules chargées, la plus grande difficulté réside dans l'estimation de la contribution des particules secondaires au signal. Pour s'affranchir de cette contrainte, une technique d'analyse particulière a été développée avec le VZERO.

3.5.3.1 Base de la technique

L'acceptance angulaire et donc la couverture en pseudo-rapidité du VZERO change avec la position du point d'interaction. La figure 3.29 montre l'acceptance des différents anneaux du VZERO en fonction de la position du vertex d'interaction. Pour certaines positions du point d'interaction, certains anneaux du VZERO-A couvrent une partie de l'acceptance en η du SPD. Par conséquent, il est possible de calibrer la réponse en multiplicité brute du VZERO-A sur la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ faite par le SPD à $z_{vtx} = 0$ cm. Ces anneaux, ainsi calibrés, seront utilisés comme référence.

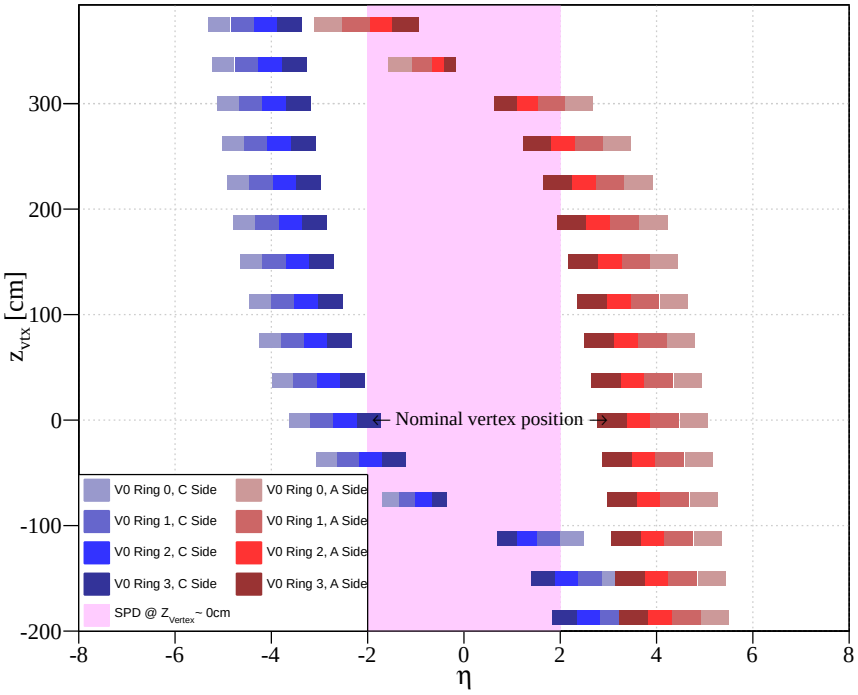


FIGURE 3.29 — Acceptance du VZERO en fonction de la position du vertex. Pour certains points d'interaction, la couverture en η du VZERO-A et du SPD se recouvrent.

Par la suite, la multiplicité brute est extraite pour les autres vertex et pour chaque anneau i du VZERO-A. Le $dN_{ch}/d\eta$ est extrait à l'aide de la formule suivante :

$$\frac{dN_{ch}^{VZERO}}{d\eta}[\eta(z_{vtx},i)] = \frac{dN_{ch}^{SPD}}{d\eta}\left[\eta^{ref}(z_{vtx}^{ref},i)\right] \cdot \frac{\alpha(z_{vtx}^{ref},i)}{\alpha(z_{vtx},i)} \cdot \frac{A^{VZERO}(z_{vtx},i)}{A^{VZERO}(z_{vtx}^{ref},i)} \quad , \tag{3.15}$$

où

- z_{vtx} est le vertex utilisé pour la mesure ;
- z_{vtx}^{ref} est le vertex utilisé pour la calibration ;
- $dN_{ch}^{SPD}/d\eta$ est la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapidité mesurée par le SPD ;
- le facteur A^{VZERO} représente la multiplicité brute mesurée par le VZERO-A pour un anneau i et un vertex d'interaction donnés ;
- et les facteurs α correspondent la réponse du VZERO sur le nombre de particules primaires produites durant collision par unité de pseudo-rapidité pour un anneau et un vertex d'interaction donnés. Il traduit la réponse complète du détecteur en tenant compte des particules secondaires, du rendement lumineux par particule et de la

réponse de l'électronique. Ces facteurs sont constants avec la mutiplicité pour une position z_{vtx} donnée et sont estimés en simulation.

La contribution des particules secondaires au signal ou encore les effets dus à la réponse du détecteur sont grandement supprimés dans l'équation 3.15. Par conséquent, cette méthode dépend marginalement des simulations Monte Carlo et donc de la qualité de la description du détecteur et des interactions en simulation. Cette mesure est relative à l'analyse du SPD, ainsi, une partie des erreurs systématiques provient de cette caractérisitique.

3.5.3.2 Simulation Monte Carlo

L'estimation des facteurs $\alpha(z_{vtx}, i)$ est faite en simulation. Le détecteur ALICE y est reproduit le plus fidèlement possible et des collisions Pb-Pb aux différents vertex sont simulées en utilisant le générateur HIJING. GEANT3 prend en charge le transport des particules et la réponse des détecteurs. Le vertex d'interaction z_{vtx} est compris entre -187.5 cm et 375 cm par pas de 37.5 cm et le temps de collision t_{coll} est défini par rapport à z_{vtx} tel que $t_{coll} = 0$ à $z_{vtx} = 0$. Le pas en temps est donc de 2.5 ns. Pour chaque collision simulée, on tire au hasard un couple (z_{vtx}, t_{coll}) et la largeur du vertex d'interaction est défini par rapport à celle observée dans les données. Les simulations sont effectuées avec un paramètre d'impact variant entre 0 et 12 fm.

Les facteurs $\alpha(z_{vtx}, i)$ dépendent de trois composantes principales :

— le rapport entre le nombre total de particules chargées touchant le VZERO et le nombre de particules primaires chargées ;
— le rendement lumineux par particule ;
— et la réponse des PMTs et de l'électronique au signal produit par la scintillation.

La plupart de ces contributions sont annulées dans le rapport $\alpha(z_{vtx}^{ref}, i)/\alpha(z_{vtx}, i)$ de l'équation 3.15. En effet, le VZERO-A est placé dans un environnement où la densité de matière est faible. Ceci permet de reproduire fidèlement les matériaux et la réponse du détecteur ALICE en simulation. Par conséquent, la réponse du couple (PMTs + électronique) et la contribution des particules secondaires sont, en grande partie, supprimées dans le calcul. Le facteur $\alpha(z_{vtx}, i)$ fait le lien entre l'amplitude du signal dans le VZERO-A et le nombre de particules primaires produites durant collision. On a :

$$A_{MC}^{VZERO}(z_{vtx}, i) = \alpha(z_{vtx}, i) \cdot N_{ch}^{\text{primaires}}(i) \tag{3.16}$$

où $A_{MC}^{VZERO}(z_{vtx}, i)$ est l'amplitude du signal dans le VZERO-A en simulation pour le vertex z_{vtx} et l'anneau i. $N_{ch}^{\text{primaires}}(i)$ est le nombre de particules primaires chargées générées à la collision dans la couverture en η de l'anneau i. L'acceptance des anneaux du VZERO-A varie beaucoup avec la position du vertex d'interaction et d'un anneau à l'autre. La figure 3.30, tirée de la simulation, nous montre que, à un vertex donné, un anneau peut couvrir une gamme importante en η. Plus le vertex d'interaction est proche du VZERO-A, plus la gamme en η couverte par les anneaux est grande et plus les valeurs exactes de l'acceptance événement par événement dépendent de la largeur du vertex d'interaction

suivant l'axe du faisceau. Si cet effet n'est pas pris en compte, cela conduit à une relation non-linéaire entre la multiplicité brute vue par le VZERO-A et le nombre de particules primaires chargées générées à la collision.

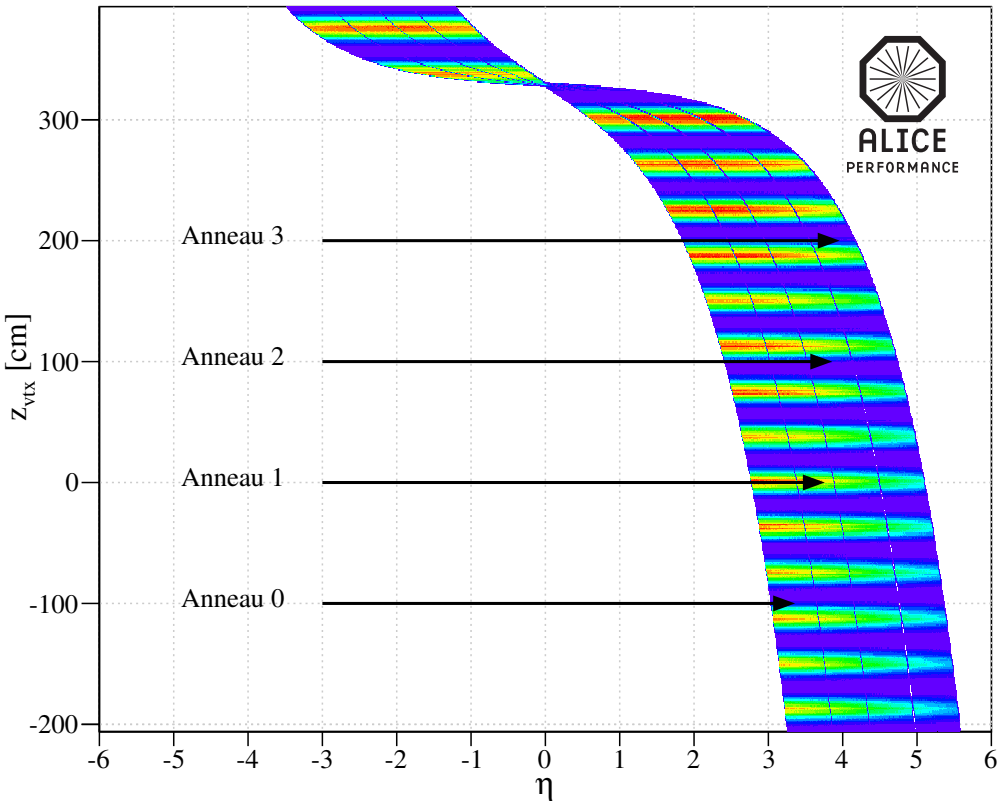


FIGURE 3.30 — Acceptance du VZERO-A en fonction de la position du vertex. Pour les points d'interactions proches du VZERO-A, la corrélation entre la position du vertex et la couverture en η est très forte.

Pour une collision donnée, l'acceptance des anneaux du VZERO-A est calculée, événement par événement, en fonction de la position exacte du point d'interaction. Le $N_{ch}^{\text{primaires}}(i)$ est normalisé par la couverture en η de l'anneau i correspondant.

Sur la figure 3.31, les courbes bleues sont obtenues avant la correction en acceptance événement par événement et les courbes rouges sont produites après correction. Grâce à cette correction, on retrouve une relation linéaire entre $A_{MC}^{VZERO}(z_{vtx}, i)$ et $N_{ch}^{\text{primaires}}(i)$ pour toutes les valeurs de paramètres d'impact. Les facteurs α sont extraits pour tous les anneaux et tous les vertex en ajustant les distributions corrigées par des fonctions linéaires (courbes noires). Les corrélations entre $A_{MC}^{VZERO}(z_{vtx}, i)$ et $N_{ch}^{\text{primaires}}(i)$ pour tous les vertex et les quatre anneaux du VZERO-A sont données en figure 3.32. Le comportement linéaire

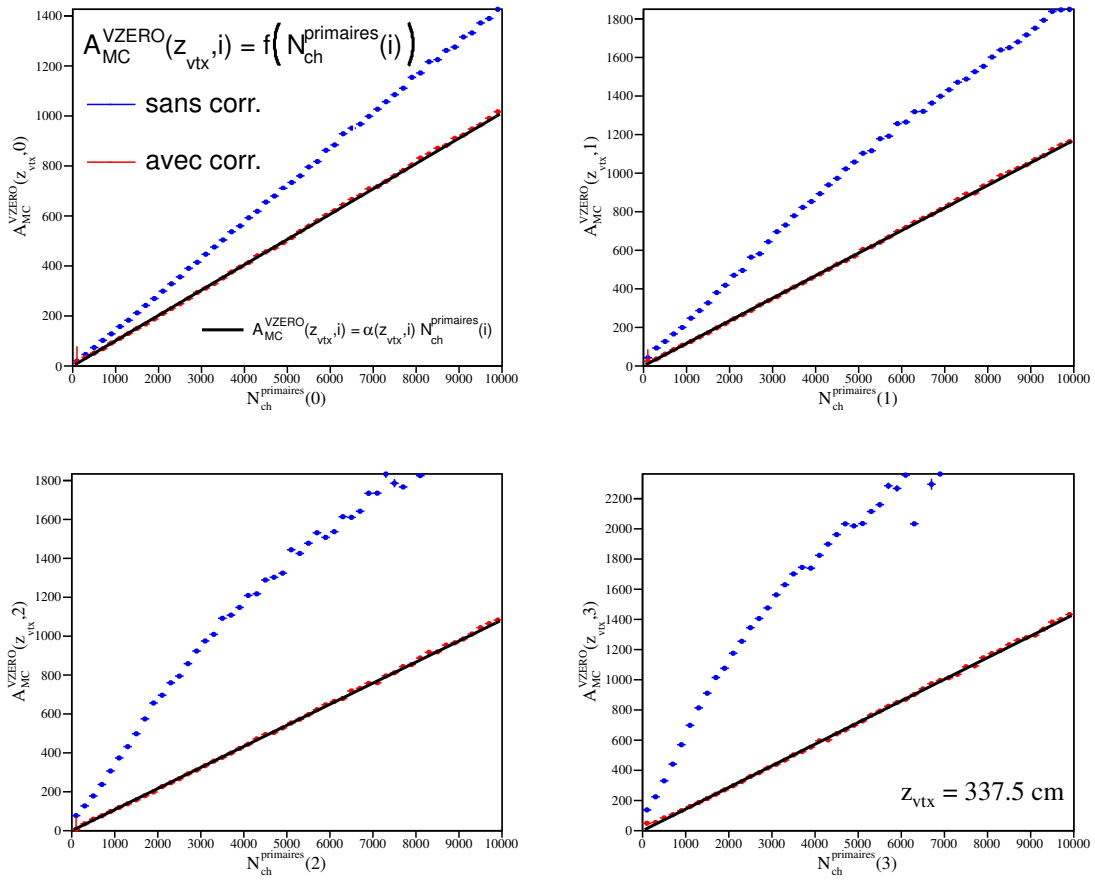


FIGURE 3.31 — Amplitude moyenne du signal simulé dans les quatre anneaux du VZERO-A en fonction du nombre de particules primaires chargées produites à la collision. Dans cet exemple, pour z_{vtx} = 337.5 cm, la figure montre les résultats obtenus avant (bleu) et après (rouge) correction respectivement. Les distributions corrigées sont ajustées par des fonctions linéaires (noir) dont les coefficients directeurs sont les facteurs α

n'est pas valide lorsque -150 $< z_{vtx} <$ -112.5 cm pour les trois anneaux les plus externes du VZERO-A. En effet, dans ce cas, les particules primaires traversent l'absorbeur et l'ITS avant de toucher le VZERO-A. Un grand nombre de particules secondaires est donc produit. Ceci conduit à une saturation du signal dans le VZERO-A pour les événements de grande multiplicité.

3.5.3.3 Calcul du $dN_{ch}/d\eta$

Le $dN_{ch}/d\eta$ est calculé pour chaque anneau et chaque vertex en utilisant l'équation 3.15 avec les vertex de mesure/référence cités dans le tableau 3.1. Le résultat, en fonction de η, est obtenu pour quatre tranches en centralité (figure 3.33).

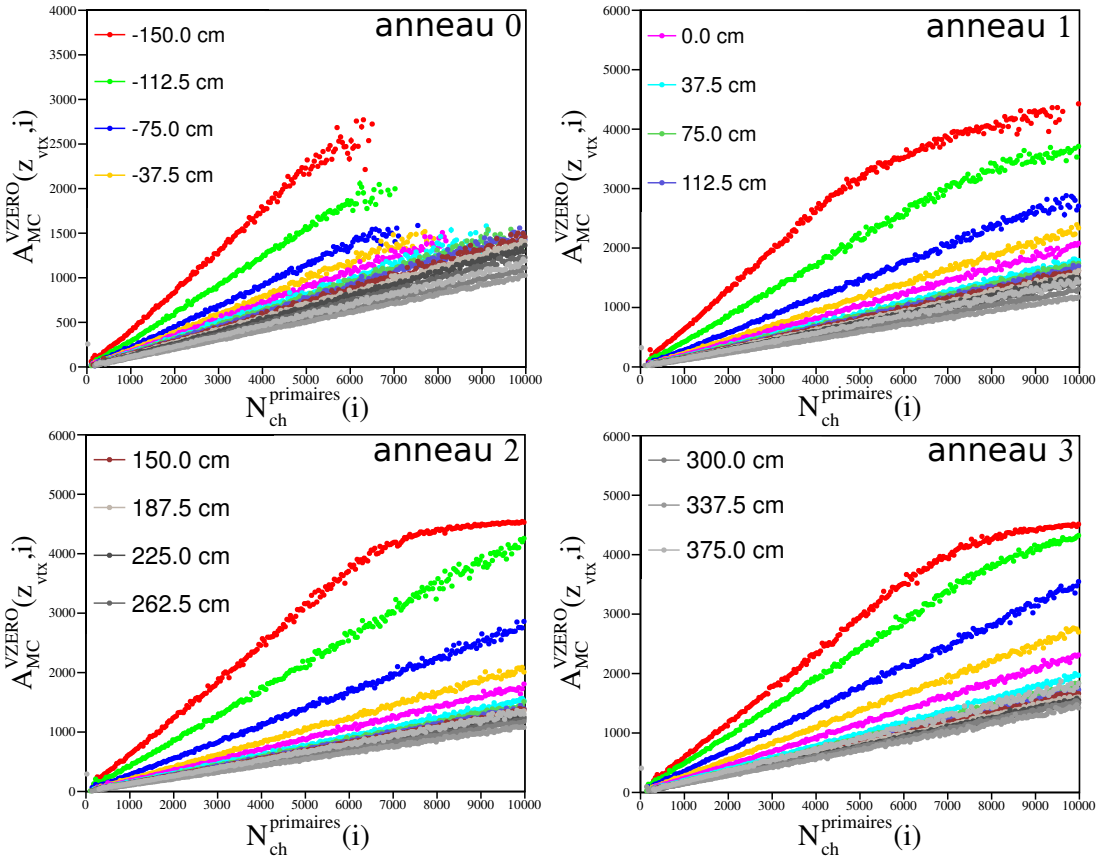


FIGURE 3.32 – Amplitude moyenne du signal simulé dans les quatre anneaux du VZERO-A en fonction de $N_{ch}^{primaires}(i)$ pour tous les vertex.

Les mesures à un même point d'interaction mais à des vertex de référence différents sont combinées. Pour cela, on utilise une technique extraite du PDG [42]. Cette dernière utilise, dans un premier temps, une moyenne pondérée standard :

$$\begin{cases} \frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx}) \pm \delta[\frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx})] = \frac{\sum_{z_{vtx}^{ref}} \omega(z_{vtx}^{ref}) \frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx}^{ref})}{\sum_{z_{vtx}^{ref}} \omega(z_{vtx}^{ref})} \pm \frac{1}{\sqrt{\sum_{z_{vtx}^{ref}} \omega(z_{vtx}^{ref})}} \\ \omega(z_{vtx}^{ref}) = \frac{1}{\delta[\frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx}^{ref})]^2} \end{cases} . \quad (3.17)$$

Puis, dans le cas où le calcul ne respecte pas de façon satisfaisante un loi de χ^2, les poids des différents points ainsi que la moyenne sont recalculés. Plus de détails sur cette méthode et ses critères sont disponibles dans [42]. La fluctuation entre les points obtenus pour une même valeur en η est inclue comme une erreur systématique. Le résultat de

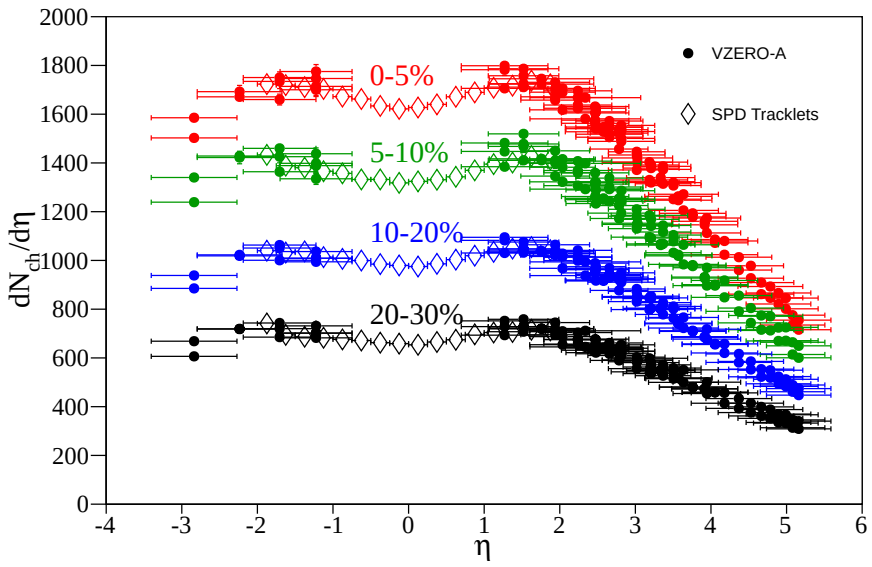


FIGURE 3.33 – $dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le VZERO-A (cercles pleins) pour chaque vertex de mesure et de référence en fonction de la centralité. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis pas le SPD pour $|\eta| < 2$. Les erreurs présentées sont uniquement statistiques pour les points du VZERO-A. Les erreurs sur les points du SPD sont une moyenne quadratique des erreurs statistiques (négligeables) et systématiques.

la combinaison est donné en figure 3.34 pour les quatre tranches en centralité. Ils sont compatibles avec les mesures données par le SPD dans la région où les deux distributions se chevauchent.

Le pas en $|\eta|$ des distributions ainsi calculées est irrégulier. Afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux du FMD dans la même gamme en η, l'échelle de l'histogramme doit être modifiée. Pour cela, on ajuste la distribution pour obtenir un pas régulier de 0.25 unité en pseudo-rapidité (figure 3.35). La distribution de départ (cercles ouverts) et celle après le changement d'échelle (cercles pleins) sont en parfait accord, la forme et le niveau de la distribution restent inchangés.

Pour finir, la méthode de calcul du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO est testée sur un échantillon de données Monte Carlo et comparée à la distribution brute provenant de HIJING. La déviation maximale est de 2%. Sur cette base, une correction finale est appliquée sur les données et est définie comme :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}\Big|_{corr} = \beta \times \frac{dN_{ch}}{d\eta} \quad , \tag{3.18}$$

où β est le rapport entre la distribution HIJING et le $dN_{ch}/d\eta$ extrait du Monte Carlo avec notre méthode d'analyse.

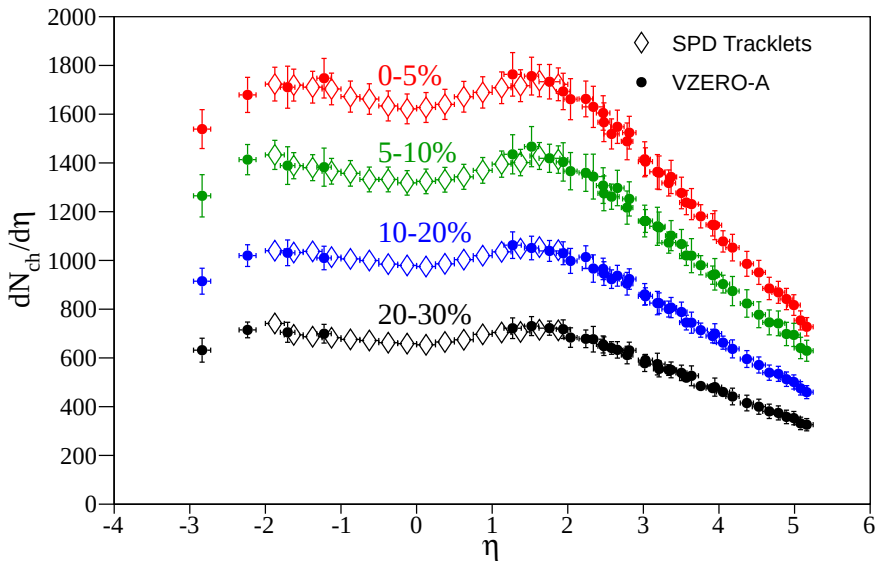


FIGURE 3.34 – $dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le VZERO-A (cercles pleins) en fonction de la centralité après combinaison. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis par le SPD pour $|\eta| < 2$. Les erreurs sur les points du VZERO-A sont une moyenne quadratique des erreurs statistiques (négligeables) et systématiques.

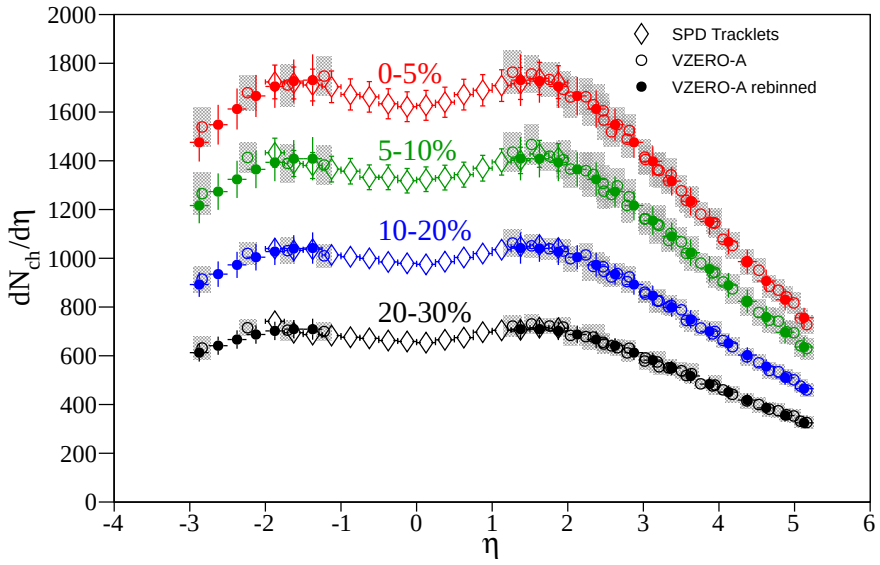


FIGURE 3.35 – $dN_{ch}/d\eta$ mesuré par le VZERO-A avant (cercles ouverts) et après (cercles pleins) le changement d'échelle. Les losanges ouverts sur la figure sont les points fournis pas le SPD pour $|\eta| < 2$. Les erreurs sur les points du VZERO-A sont les erreurs systématiques.

3.5.4 Etude systématique

La première source d'erreurs systématiques provient de la calibration de la mesure à partir de celle du SPD. Pour en estimer l'importance, on fait varier la valeur du $dN_{ch}^{SPD}/d\eta$ dans les barres d'erreurs systématiques des points expérimentaux fournis par le SPD. On obtient une variation des mesures faites par le VZERO de 3 à 4% en fonction de la centralité.

Les incertitudes provenant de la description des détecteurs en simulation et de la quantité de particules secondaires produites sont estimées en faisant varier la densité des matériaux de plus ou moins 10%. Cette source d'erreurs est estimée de manière conservative à hauteur de 4% et est commune avec le FMD.

Le seul estimateur de centralité utilisable dans l'analyse présentée ici est la corrélation entre les signaux du ZEM et du ZDC (A+C). L'erreur provenant du choix de l'estimateur est faite à l'aide du SPD pour des collisions au vertex nominal. Nos résultats sont comparés à ceux obtenus avec le VZERO comme estimateur de la centralité. Cette erreur est estimée entre 1 et 2% en fonction de la centralité et est commune aux trois détecteurs : FMD, SPD et VZERO.

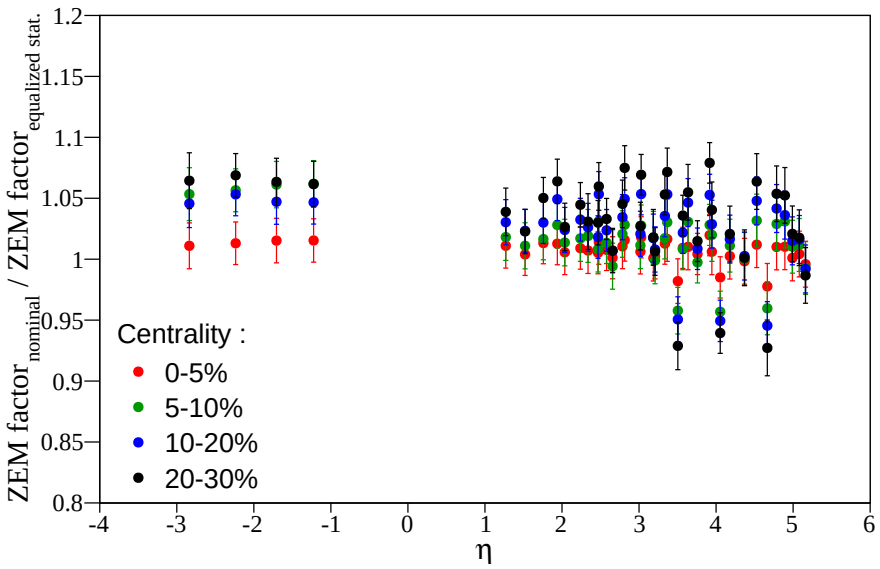


FIGURE 3.36 – Erreur systématique en fonction de η provenant du facteur de correction sur le signal dans le ZEM.

Une autre source d'erreurs systématiques provient des facteurs de correction appliqués au signal du ZEM. Pour cela, on compare les facteurs obtenus dans la section 3.5.2.3 et les valeurs recalculées en égalisant la statistique dans chaque tranche en centralité. Ceci signifie que les paramètres de l'estimateur sont variés pour que la tranche en centralité 0-5% ait le même nombre d'événements que la tranche 5-10%, et la moitié du nombre

d'événements présents dans les classes 10-20% et 20-30%. La différence observée sur le résultat final est prise en compte comme un effet systématique. L'amplitude de cet effet en fonction de la centralité (figure 3.36) est trouvée identique pour le FMD et le VZERO. La contribution de ceci à l'erreur systématique est en moyenne comprise entre 1 et 4% en fonction de la centralité et est commune au FMD et au VZERO.

Enfin, la dernière source d'erreurs systématiques concernant l'analyse du VZERO vient de la fluctuation entre les points pour les différents vertex de références utilisés. Cette fluctuation atteint au maximum 3%. Cette valeur est calculée pour chaque vertex de mesure *i.e.* chaque point de la distribution disponible en figure 3.34. Toutes les erreurs systématiques sur l'analyse du VZERO sont résumées dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 – Récapitulatif des différentes sources d'erreurs systématiques pour l'analyse du $dN_{ch}/d\eta$ avec le VZERO.

Source	Erreur
Calibration avec le SPD	3-4%
Budget de matière	4%
Estimation de la centralité	1-2%
Correction sur le ZEM	1-4%
Fluctuation entre les anneaux pour un même η	3%

3.5.5 Mesure du $dN_{ch}/d\eta$ avec le FMD et budget de matière dans ALICE

Comme évoqué dans la section 3.5.3.3, la technique des vertex déplacés permet de radiographier le détecteur ALICE et donc d'améliorer la description de celui-ci en simulation. En effet, la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ au vertex d'interaction nominal avec le FMD n'était pas en accord avec la mesure faite par le SPD à mi-rapidité et avec le VZERO dans la région vers l'avant (figure 3.37). La technique d'analyse du FMD est basée sur des corrections estimées avec les simulations Monte Carlo pour soustraire la contribution des particules secondaires au signal. Pour cela, une description très précise des matériaux composant le détecteur et de la production des particules secondaires est nécessaire. Les distributions mesurées par le FMD au vertex nominal montrent certaines structures autour de $|\eta| = 2$ et 3.5. Celles-ci sont attribuées à une mauvaise correction de la contribution des particules secondaires au signal et donc à une description imprécise des matériaux composant le détecteur. Dans cette région, les particules primaires passent à travers une importante quantité de matière (l'ITS, ses supports et services...) avant de toucher les détecteurs. Une bonne description de cette quantité de matière est essentielle pour la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ vers l'avant avec les collisions au point d'interaction nominal. L'un des avantages de la technique des vertex déplacés est de pouvoir localiser dans l'espace l'endroit où les matériaux composant le détecteur ne sont pas assez précisément décrits (figure 3.38). En effet, la structure observée avec le FMD autour de $|\eta| = 3.5$ est aussi visible avec le VZERO-A et les collisions satellites pour les trois anneaux les plus externes du VZERO-A et pour -112.5 $< z_{vtx} <$ 0 cm. On peut donc déterminer une zone dans

l'espace (R,Z) où $\mathrm{R} = \sqrt{\mathrm{X}^2 + \mathrm{Y}^2}$ où la description du détecteur doit être plus précise. Un effort particulier a été fait au sein de la collaboration ALICE à partir de 2011 pour améliorer cette description et continue encore aujourd'hui. En attendant que ce travail de fond soit arrivé à son terme, l'analyse du FMD utilisant les collisions au point d'interaction nominale a été mise en suspens.

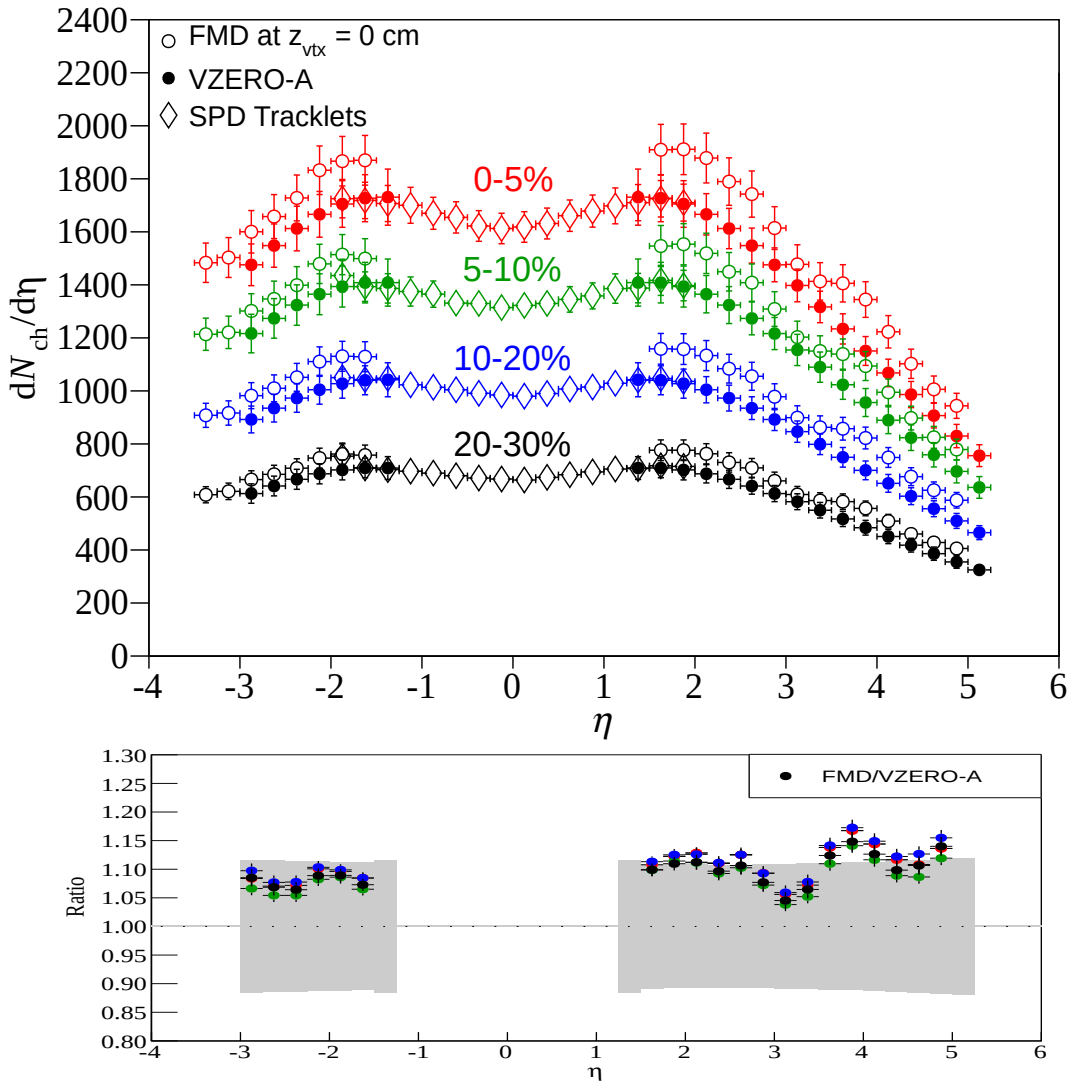


FIGURE 3.37 – Comparaison entre les mesures données par le VZERO-A (cercles pleins) avec les collisions satellites et le FMD [43] (cercles vides) à $z_{vtx} = 0$ cm. Le rapport montre un écart significatif entre les deux mesures.

Pour finir, afin de s'affranchir des problèmes liés à la production des particules secondaires, l'analyse du FMD a aussi été faite à l'aide des vertex déplacés pour $75 < z_{vtx} < 300$ cm. Dans cette région, la contribution majoritaire à la production de particules secondaires provient du tube faisceau. Plus de détail sur la stratégie d'analyse du FMD peuvent être trouvés dans la référence [43].

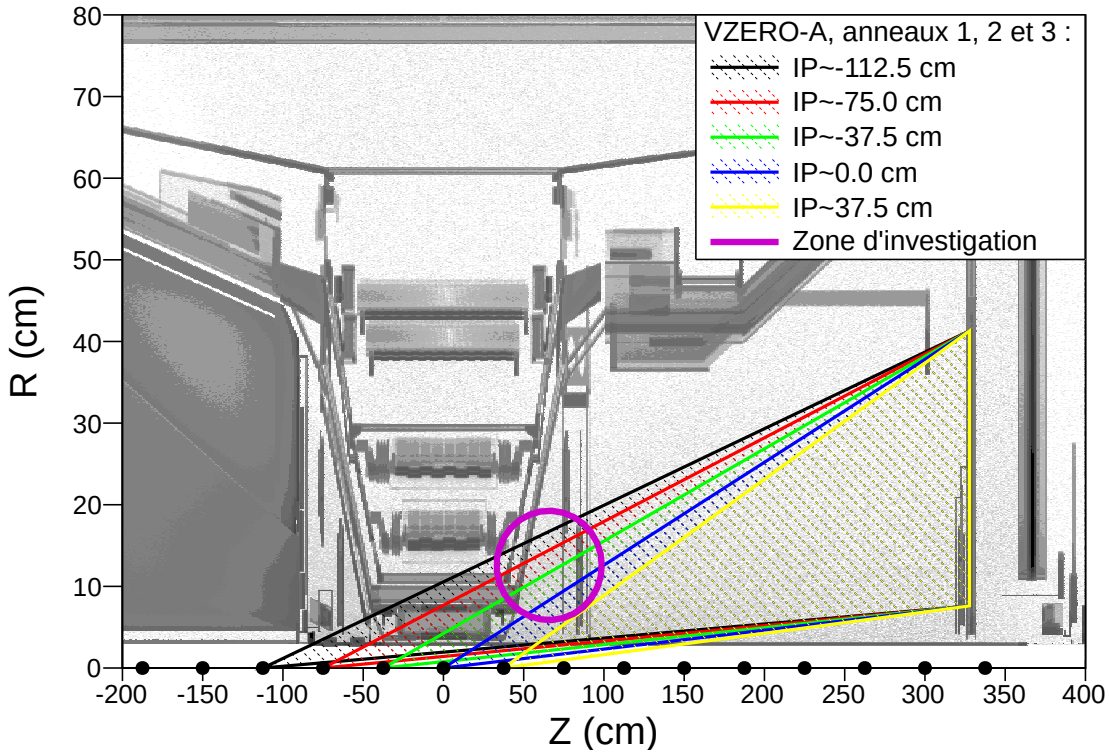


FIGURE 3.38 – Origine des particules secondaires dans le plan (Z,R) où R est le rayon. Les zones délimitées par des traits colorées représentent l'acceptance des trois anneaux les plus externes du VZERO-A à différents vertex. La zone cerclée de magenta est une partie du détecteur dont la description manque de précision.

3.6 Résultats

3.6.1 $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité

3.6.1.1 Comparaison entre SPD, VZERO et FMD

La figure 3.39 montre la comparaison entre les mesures obtenues par le FMD avec les collisions satellites (cercle ouvert), le SPD (losange ouvert) et le VZERO-A (cercle plein) en fonction de la centralité. Les deux mesures vers l'avant utilisent la technique des vertex déplacés et sont compatibles dans les erreurs systématiques. De plus, comme on peut le voir dans la région autour de $|\eta| = 1.5$, les résultats du FMD et du VZERO-A sont en bon accord avec ceux du SPD.

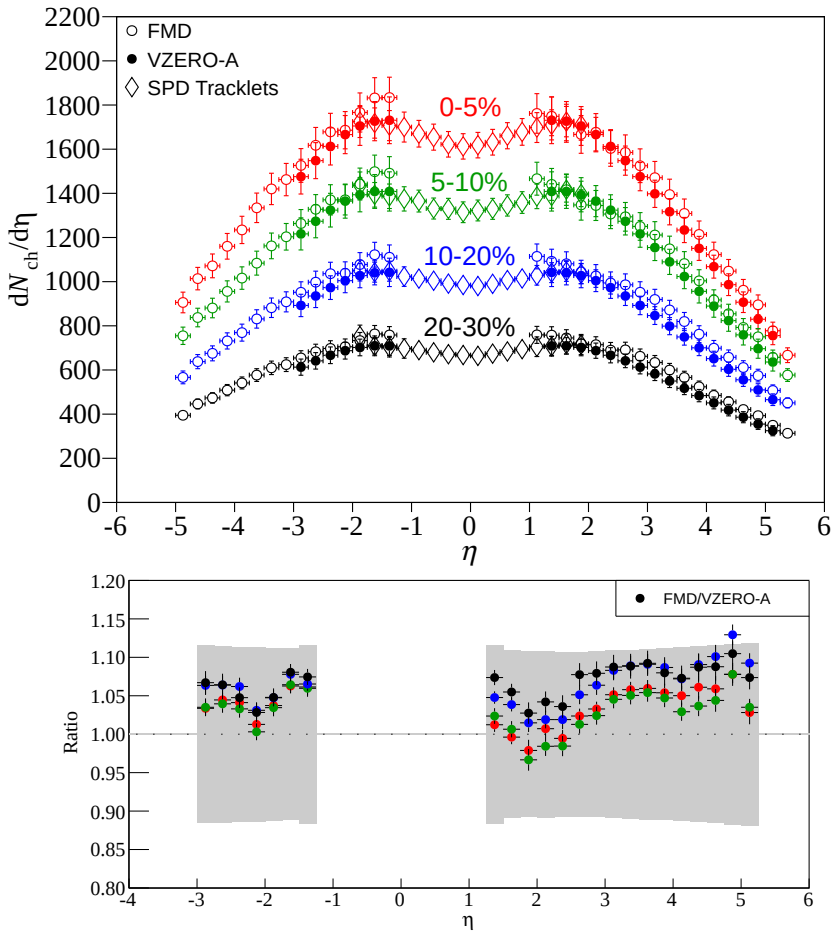


FIGURE 3.39 — Comparaison entre les mesures données par le VZERO-A (cercles pleins) et le FMD (cercles vides) avec les collisions satellites. Les deux mesures sont en accord dans les erreurs systématiques.

3.6.1.2 Combinaison des résultats

La couverture en η du VZERO-A et du FMD diffèrent pour un même vertex d'interaction et les événements utilisés par le SPD sont ceux produits au vertex nominal. Les trois mesures sont donc non-corrélées. Les résultats des détecteurs étant compatibles, on peut alors les combiner. Pour cela, on calcule une moyenne pondérée par les erreurs systématiques spécifiques à chaque détecteur :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = \frac{\sum_d \omega_d \frac{dN_{ch}}{d\eta}|_d}{\sum_d \omega_d} \quad , \tag{3.19}$$

où, d = FMD,SPD,VZERO-A et ω_d est le poids calculé à partir de l'erreur systématique sur le détecteur d. On obtient alors une distribution combinée mesurée par ALICE sur une gamme en pseudo-rapidité -5.0 $< \eta <$ 5.5 (figure 3.40). Les erreurs systématiques

communes à chaque détecteur sont sommées quadratiquement. La liste des erreurs systématiques correspondant à chaque détecteur est fournie dans le tableau 3.3.

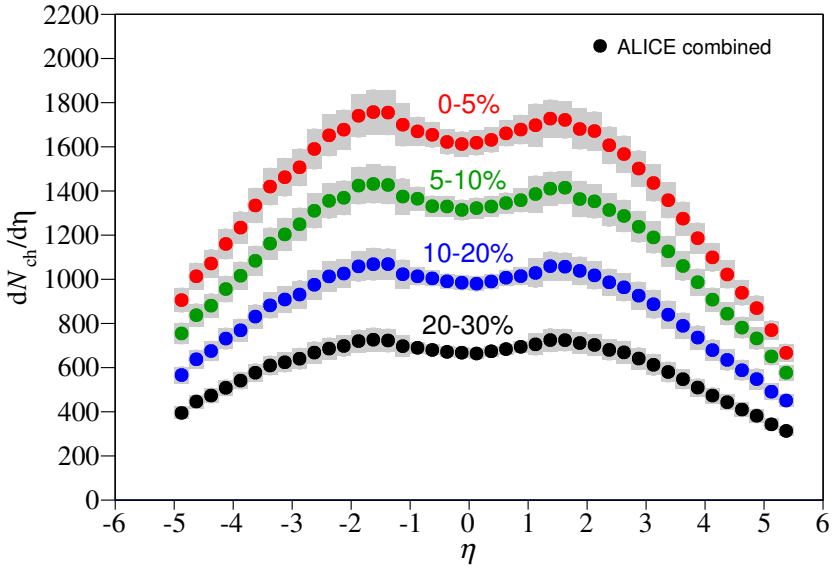


FIGURE 3.40 — Densité de particules primaires chargées $dN_{ch}/d\eta$ combinée (FMD+SPD+VZERO-A) en fonction de η pour différentes tranches en centralité.

TABLEAU 3.3 — Récapitulatif des différentes sources d'erreurs systématiques prises en compte dans la mesure du $dN_{ch}/d\eta$ en fonction des détecteurs FMD, SPD et VZERO-A.

Détecteurs	Sources	Erreur
Commune	Centralité	1-2%
SPD	Soustraction du bruit de fond	0.1-2%
	Composition du lot de particules produites	1%
	Décroissances faibles	1%
	Extrapolation à impulsion nulle	2%
FMD et VZERO-A	Budget de matière	4%
	Correction sur le ZEM	1-4%
FMD	Spectre des particules produites	2%
	Variation des coupures	3%
	Méthode d'analyse	2%
VZERO-A	Fluctuation entre les anneaux pour le même η	3%
	Calibration avec le SPD	3-4%

Les distributions, en fonction de la centralité, admettent une asymétrie gauche-droite [17] de l'ordre de 6 à 8%. Afin de respecter la symétrie du système collisionnel, les distributions sont symétrisées. Pour cela, les points ayant le même $|\eta|$ sont combinés à l'aide d'une moyenne pondérée par les erreurs systématiques. La méthode est identique à celle utilisée pour combiner les mesures provenant des différents détecteurs (voir l'équation 3.19). Le résultat obtenu est donné dans la figure 3.41.

17. Les termes « gauche » et « droite » correspondent à $\eta < 0$ et $\eta > 0$ respectivement (ou côté C et A).

3.6.1.3 Ajustement

Les différentes distributions sont ajustées avec deux Gaussiennes d'amplitude $A_{1,2}$ et de largeur $\sigma_{1,2}$ tel que :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = A_1 e^{-\frac{\eta^2}{\sigma_1^2}} - A_2 e^{-\frac{\eta^2}{\sigma_2^2}} \quad . \tag{3.20}$$

Cette fonction reproduit bien les données et sera utilisée dans la suite pour l'extraction du nombre total de particules chargées (section 3.7.2) et l'étude de la limite de fragmentation (section 3.7.5). Pour la tranche 0-5%, on a $A_1 = 2102 \pm 105$, $A_2 = 485 \pm 99$, $\sigma_1 = 3.7 \pm 0.1$ et $\sigma_2 = 1.2 \pm 0.2$. En tenant compte des erreurs, les valeurs de A_1/A_2, σ_1 et σ_2 sont identiques pour chaque tranche en centralité mesurée (tableau 3.4). Enfin, les résultats obtenus sont entièrement compatibles avec ceux déjà publiés par ALICE [3,4] mais aussi avec les résultats établis par ATLAS [14] et par CMS [13] dans différentes tranches en centralité (figure 3.41).

Tableau 3.4 — Récapitulatif des paramètres d'ajustements des distributions $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité.

centralité	A_1/A_2	σ_1	σ_2
0-5%	4.33±0.21	3.68±0.14	1.17±0.19
5-10%	4.30±0.22	3.73±0.15	1.19±0.19
10-20%	4.38±0.23	3.79±0.16	1.18±0.20
20-30%	4.22±0.25	3.81±0.19	1.21±0.23

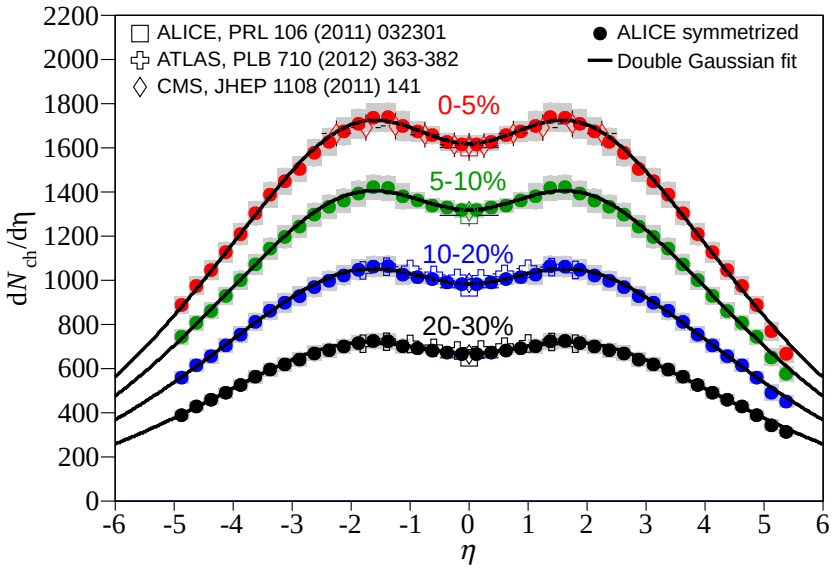


Figure 3.41 — Densité de particules primaires chargées $dN_{ch}/d\eta$ combinée et symétrisée en fonction de η pour différentes tranches en centralité, comparées à celles obtenues par ATLAS et CMS.

3.6.2 Comparaison avec les modèles théoriques

Les mesures sont comparées à plusieurs modèles théoriques prédisant la densité de particules chargées par unité de pseudo-rapidité. Trois modèles basés sur une approche Monte Carlo (figure 3.42 à gauche) et deux modèles phénoménologiques (figure 3.42 à droite) ont été évalués. Les modèles Monte Carlo sont : AMPT paramétré comme dans [44], UrQMD [45] et un modèle basé sur le CGC (Color Glass Condensate) [46,47]. Les deux modèles phénoménologiques sont : le RDM [39] et le SPM [40]. Tous ces modèles ont été présentés dans la section 3.3.

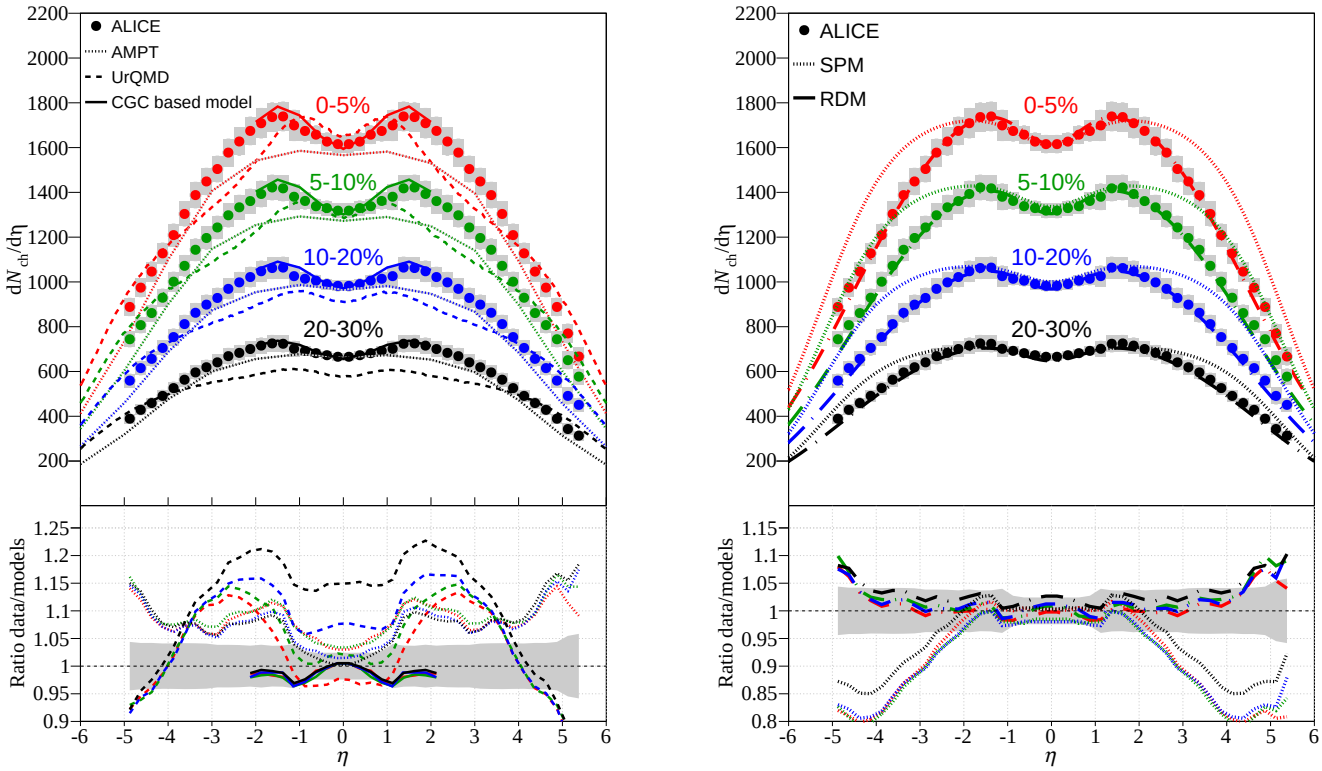


FIGURE 3.42 — Comparaison des données d'ALICE avec plusieurs modèles théoriques (haut) et rapport entre les mesures et les modèles fournis (bas). Gauche : La comparaison est faite avec des modèles basés sur le Monte Carlo : AMPT [34, 44], UrQMD [45] et CGC [46, 47]. Droite : La comparaison est faite avec des modèles phénoménologiques : SPM [40] et RDM [39]. Ces modèles sont présentés dans la section 3.3.

AMPT décrit bien la mesure à mi-rapidité ($|\eta| \simeq 0$) puisqu'il a été paramétré pour cela. Cependant, il ne reproduit pas la forme globale de la distribution. Le modèle UrQMD donne une estimation raisonable pour $|\eta| > 4$ et à mi-rapidité, mais est incapable de décrire correctement le niveau et la forme globale de la plupart des distributions en fonction de la centralité. Enfin, le CGC donne une très bonne description des données tant au niveau de la forme qu'au niveau des distributions en fonction de la centralité dans une gamme cependant restreinte en pseudo-rapidité ($|\eta| < 2$). Lorsque la densité des sources colorées est grande, *i.e.* lorsque la densité baryonique est importante (grande rapidité), le calcul

de la section efficace nucléon-nucléon est difficile à réaliser. Ceci explique pourquoi les résultats sont, pour le moment, seulement fournis au voisinage de $|\eta| = 0$.

Pour ce qui est des modèles phénoménologiques, le SPM et le RDM reproduisent très bien le niveau et la forme de la distribution dans la région centrale ($|\eta| < 2$) en fonction de la centralité. Un des paramètres contraignant le RDM est la mesure faite par ALICE à ($|\eta| < 0.5$). Il est donc logique que ce modèle reproduise le niveau global de la distribution dans cette région. Les cinq paramètres libres du RDM (τ_{int}/τ_y, $\Gamma_{1,2}$, Γ_{gg}, N_{ch}^{1+2} et N_{gg}) sont ajustés, par une minimisation du χ^2, aux données d'ALICE fournies par ce travail. Ici, τ_{int}/τ_y est le rapport entre le temps d'interaction et le temps de relaxation, $\Gamma_{1,2,gg}$ est la largeur à mi-hauteur de la contribution considérée [18], N_{ch}^{1+2} la somme des intégrales des contributions dans la région de fragmentation et N_{gg} l'intégrale de la contribution à mi-rapidité. Le modèle fournit alors une bonne description de la mesure. Enfin le SPM ne décrit pas la distribution à grande pseudo-rapidité. Les queues de la distribution expérimentale tombent plus rapidement que celles prédites par ce modèle.

3.7 Exploitation des résultats

3.7.1 Retour sur la densité en particules chargées

La comparaison avec les modèles de la section 3.6.2 permet d'obtenir plusieurs informations intéressantes. Revenons tout d'abord sur les résultats fournis par le RDM pour plusieurs énergies dans le centre de masse [39]. Le paramètre τ_{int}/τ_y, qui contraint la position des pics de fragmentation, est assez stable en fonction de l'énergie ($\sim$0.85). L'influence de l'énergie dans le centre de masse sur la position des pics de fragmentation est donc assez limité. Le modèle indique que la contribution des pics de fragmentation (N_{ch}^{1+2}) et toujours supérieure à celle traduisant le contenu en gluons du système (N_{gg}) excepté au LHC. À 2.76 TeV, le taux de production global de particules venant de N_{gg} devient supérieur à celui des sources de fragmentation. On peut alors conclure à une augmentation du contenu en gluons du système aux énergies du LHC. Cette idée fait écho aux concepts utilisés par le CGC qui reproduit lui aussi les mesures d'ALICE à mi-rapidité. Enfin, à partir des calculs du RDM, une extrapolation à plus haute énergie est possible. Le RDM prédit une densité de particules chargées à mi-rapidité pour une énergie de 5.5 TeV par nucléon dans le centre de masse de : $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} \sim 1940$.

3.7.2 Estimation du nombre total en particules chargées, N_{ch}, produites à la collision

La mesure du $dN_{ch}/d\eta$ dans une large gamme en η permet une estimation du nombre total de particules chargées produites lors de la collision (N_{ch}) en fonction de la

18. Les contributions (1,2) de la région de fragmentation sont de forme Gaussienne et la contribution dans la partie centrale (gg) a une forme proche de celle d'un plateau.

centralité. Afin de calculer l'intégrale de la densité de particules chargées, on utilise la fonction 3.20 dans la zone en η où les mesures expérimentales sont disponibles puis une extrapolation linéaire de la distribution jusqu'à la rapidité du faisceau. Cette fonction sera appelée fonction de référence dans la suite.

La première source d'erreurs systématiques sur l'intégrale est estimée en faisant varier l'ajustement du $dN_{ch}/d\eta$ par la fonction de référence dans les barres d'erreurs expérimentales. Des exemples sur la façon dont est estimée cette erreur sont présentés avec la figure 3.43. Le N_{ch} dépend fortement de la géométrie de la collision. Par conséquent, une partie des erreurs systématiques est corrélée à l'incertitude sur la méthode d'estimation de la centralité. Pour cela, on fait tout d'abord varier la fonction d'ajustement dans les erreurs systématiques non corrélées de chaque distribution $dN_{ch}/d\eta$ [19]. On obtient alors l'erreur systématique non corrélée pour cette source d'erreur. La méthode est de nouveau appliquée en tenant compte cette fois-ci de l'erreur totale sur les points expérimentaux. On obtient ainsi l'erreur globale.

L'incertitude provenant de la fonction utilisée pour l'ajustement de la distribution est estimée à l'aide de quatre fonctions d'ajustement (figure 3.43). La fonction (a) correspond à l'équation 3.20 et dispose de quatre paramètres libres : A_1, A_2, σ_1 et σ_2. Les fonctions (b) et (d) proviennent de [21] et sont respectivement une fonction trapèze :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}(z_{vtx}) = \begin{cases} \alpha \cdot (y_{\text{beam}} - \eta_0) & si\ |\eta| < \eta_0 \\ \pm\alpha \cdot (\eta + y_{\text{beam}}) & sinon. \end{cases} \quad , \tag{3.21}$$

et une fonction d'équation :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = \frac{A \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{(\alpha.cosh(\eta))^2}}}{1 + e^{\frac{|\eta|-\beta}{\alpha}}} \quad . \tag{3.22}$$

Les fonctions (b) et (d) disposent respectivement de deux (α et η_0) et de quatre (A, α, β et α) paramètres libres. La dernière fonction est inspirée d'un scénario avec deux pics de fragmentation et un plateau central. Les pics sont modélisés par deux gaussiennes et la fonction répond à l'équation :

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = A_1 e^{-\frac{(\eta-\mu_1)^2}{\sigma_1^2}} + A_2 e^{-\frac{(\eta-\mu_2)^2}{\sigma_2^2}} + \text{plateau}(\eta) \quad , \tag{3.23}$$

où A_1, σ_1, la hauteur et la largeur du plateau sont laissés libres lors de l'ajustement. De même, μ_1, qui contrôle la position d'une des deux Gaussiennes, est un paramètre libre. Les autres paramètres sont fixés comme suit : $A_2 = A_1$, $\mu_2 = -\mu_1$ et $\sigma_2 = \sigma_1$. Toutes les fonctions ajustent ainsi les données correctement avec un bon χ^2 proche ou inférieur à l'unité.

L'intégrale est estimée pour chacune des fonctions et le rapport entre la valeur obtenue et la valeur fournie par la fonction de référence est calculé. Il est tracé en fonction

19. Les erreurs non-corrélées sont ici les erreurs qui ne dépendent pas de la centralité (voir tableau 3.3).

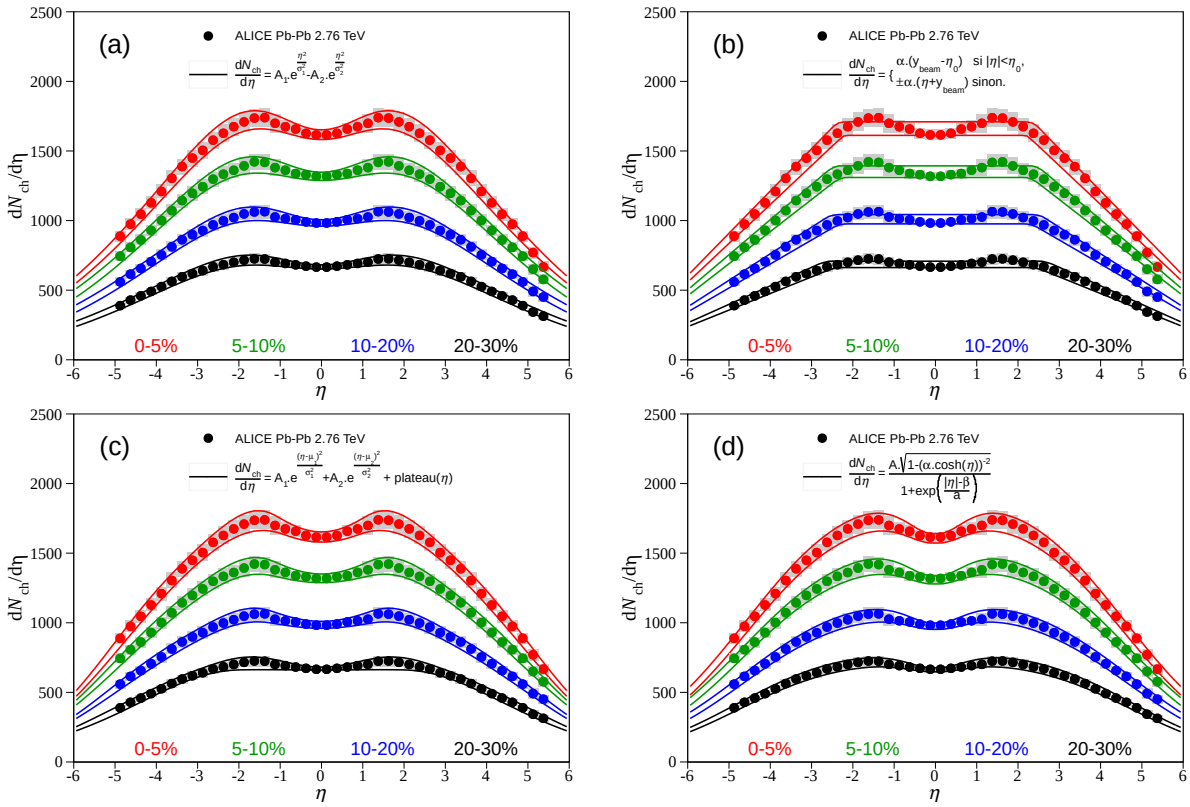


FIGURE 3.43 — Fonctions utilisées pour l'étude systématique sur la mesure de N_{ch}. Les données sont ajustées à l'aide d'une double Gaussienne (a), d'une fonction trapèze (b), d'une paramétrisation inspirée d'un scénario dit de « Bjorken » (c) et d'une équation provenant d'une des mesures de PHOBOS (d) [21]. Les courbes représentent les limites hautes et basses des incertitudes systématiques sur l'estimation dues à l'erreur sur le $dN_{ch}/d\eta$.

de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ et les points sont ajustés par une constante. L'écart par rapport à l'unité est l'erreur systématique. On distingue deux effets contribuant à l'erreur systématique totale : le changement de forme de la fonction, et l'extrapolation de la fonction à grande rapidité. L'effet du changement de forme est évalué en intégrant les différentes fonctions dans la zone en η où les données expérimentales sont disponibles (figure 3.44, à gauche). L'erreur systématique sur l'extrapolation est estimée en restreignant l'intégration à la région extrapolée (figure 3.44, à droite). D'après la figure 3.44, on conclut que l'influence de la forme de la fonction est négligeable et l'erreur systématique sur l'extrapolation est de l'ordre de 3%.

Le nombre total de particules chargées N_{ch} (points rouges) est tracé en fonction du nombre moyen de participants à la collision $\langle N_{\text{part}} \rangle$ (figure 3.45). La bande claire représente les erreurs systématiques non corrélées et la bande foncée l'erreur totale. Une augmentation d'un facteur $\sim$ 2.4 du nombre total de particules chargées est observée de la tranche la plus périphérique (20-30%) à la tranche la plus centrale (0-5%). La fraction de la valeur totale provenant de l'extrapolation est de 13%. Le tableau 3.5 résume les résultats obtenus en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$. La mesure est comparée aux données de

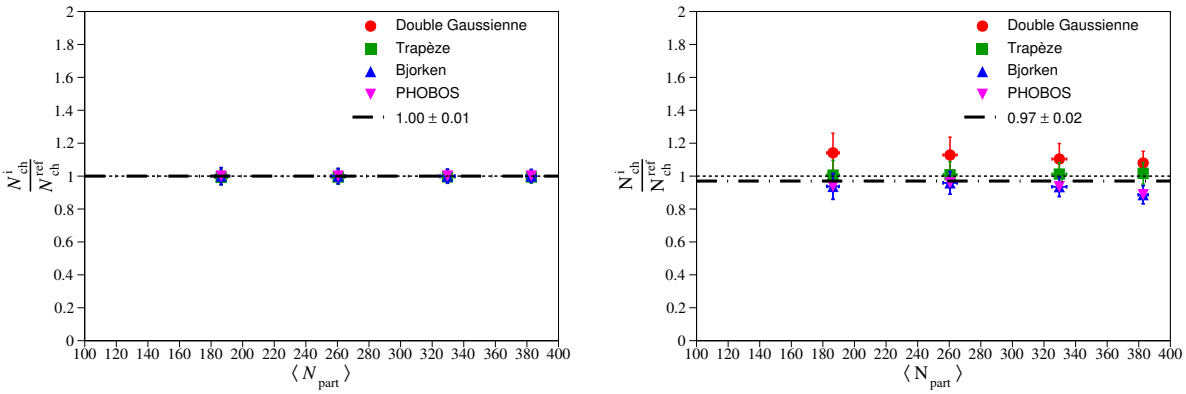


FIGURE 3.44 — Rapport entre le nombre total de particules chargées N_{ch} calculé avec les fonctions (a), (b), (c) et (d) (figure 3.43) et la fonction de référence (double Gaussienne extrapolée par des droites à très grand $|\eta|$). Gauche : Le calcul est limité à -5 $<\eta<$ 5.5. Droite : Le calcul est limité à la zone d'extrapolation ($\eta <$ -5 et $\eta >$ 5.5).

PHOBOS à 200 GeV en collisions Au-Au [21]. Les points de PHOBOS sont multipliés par un facteur :

$$\frac{\langle N_{part}^{Pb-Pb}\rangle}{\langle N_{part}^{Au-Au}\rangle} = 2.87 \quad . \tag{3.24}$$

Les valeurs obtenues apparaissent en points bleus sur la figure 3.45. Il a été établi au RHIC que N_{ch} croît linéairement avec $\langle N_{\text{part}}\rangle$ et les deux expériences montrent des résultats compatibles dans les erreurs. Cependant, la tendance en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ au LHC semble légèrement différente de celle obtenue au RHIC. À titre de vérification, on ajuste les mesures de PHOBOS et ALICE par des fonctions linéaires (tirets bleus et rouges). Les χ^2 obtenus sont petits, mais celui d'ALICE est bien plus grand que celui de PHOBOS (environ un facteur 10). On ajuste alors les données d'ALICE avec un polynôme du second degré. Le χ^2 est meilleur et la courbe reproduit mieux les données. Cependant la taille des erreurs ne permet pas de conclure quant à un changement d'échelle en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ du RHIC au LHC pour N_{ch}, c'est-à-dire pour une augmentation de 200 GeV à 2.76 TeV.

TABLEAU 3.5 — Nombre total de particules chargées en fonction du nombre moyen de nucléons participants à la collision $\langle N_{\text{part}}\rangle$.

Centralité [%]	$\langle N_{\text{part}}\rangle$	$N_{ch,-5<\eta<5.5}$	$N_{ch,\lvert\eta\rvert<y_{\text{beam}}}$
0-5	382.7 ± 3.1	14963 ± 666	17165 ± 772
5-10	329.4 ± 4.6	12272 ± 561	14099 ± 655
10-20	260.5 ± 4.4	9205 ± 457	10581 ± 535
20-30	186.4 ± 3.9	6324 ± 330	7278 ± 387

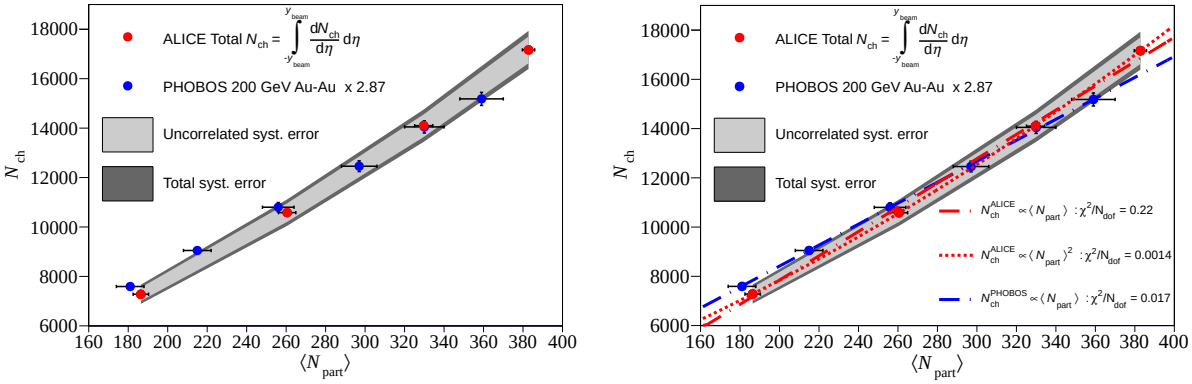


FIGURE 3.45 — Nombre total de particules primaires chargées N_{ch} en fonction du nombre de participants à la collision $\langle N_{\text{part}} \rangle$. Gauche : Les données d'ALICE (rouge) en collisions Pb-Pb sont comparées à celles de PHOBOS en collisions Au-Au (bleu) [21]. Les données de PHOBOS sont mises à l'échelle pour permettre la comparaison. La bande gris clair représente les incertitudes systématiques non-corrélées et la bande gris foncé les incertitudes systématiques totales. Droite : Les données de PHOBOS sont ajustées avec une fonction linéaire (tirets bleus). Les données d'ALICE sont ajustées avec une fonction linéaire (tirets rouges) et un polynôme du 2me degré (pointillés rouges).

3.7.3 Evolution de N_{ch}, normalisé par le nombre de paires de participants, en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$

En tenant compte des erreurs sur la mesure, aucun changement significatif de la variation de N_{ch} n'a été observé, dans les erreurs, en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ du RHIC au LHC. On cherche maintenant à comparer l'évolution de N_{ch} en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$. Il a été mis en évidence par l'expérience PHOBOS [21] un comportement linéaire de N_{ch} en fonction de $\ln^2(s_{NN})$ des basses vers les hautes énergies. Afin de vérifier la validité de cette relation au LHC, les valeurs expérimentales des expériences précédentes ont été rassemblées. Certaines d'entre elles nécessitent une mise à l'échelle pour être directement comparables à celles proposées dans ce travail.

Les données pour $\langle \pi^{0,\pm} \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$ à 2, 4, 6, et 8 GeV de AGS sont tirées de [25]. Les valeurs fournies doivent être multipliées par un facteur 2/1.5 :

- Les valeurs citées sont exprimées par participant et non par paire de participants. Ceci revient à multiplier par 2 ;
- La mesure incluait la contribution des π^0 qui doit être supprimée pour ne garder que la contribution des pions chargées ($\langle \pi^{\pm} \rangle$). Les π^0 représentent $\sim \frac{1}{3}$ des pions aux énergies de AGS. On divise donc par 1.5.

Le nombre de protons est : $2 \times 79/(0.5 \times \langle N_{\text{part}} \rangle)$. Pour cette gamme d'énergie, la contribution des kaons est très faible et donc négligée et la contribution des $\bar{p}$ est nulle. Pour la mesure à 11.7 GeV, les valeurs sont tirées des distributions dN_{ch}/dy [26] pour les $\pi^{\pm}$ et les protons. Les autres mesures d'AGS sont extraites de [27]. Enfin les données du SPS sont issues de [23–25]. Les données à plus hautes énergies viennent de [12] pour BRAHMS et de [21] pour PHOBOS. Le résultat est donné dans la figure 3.46.

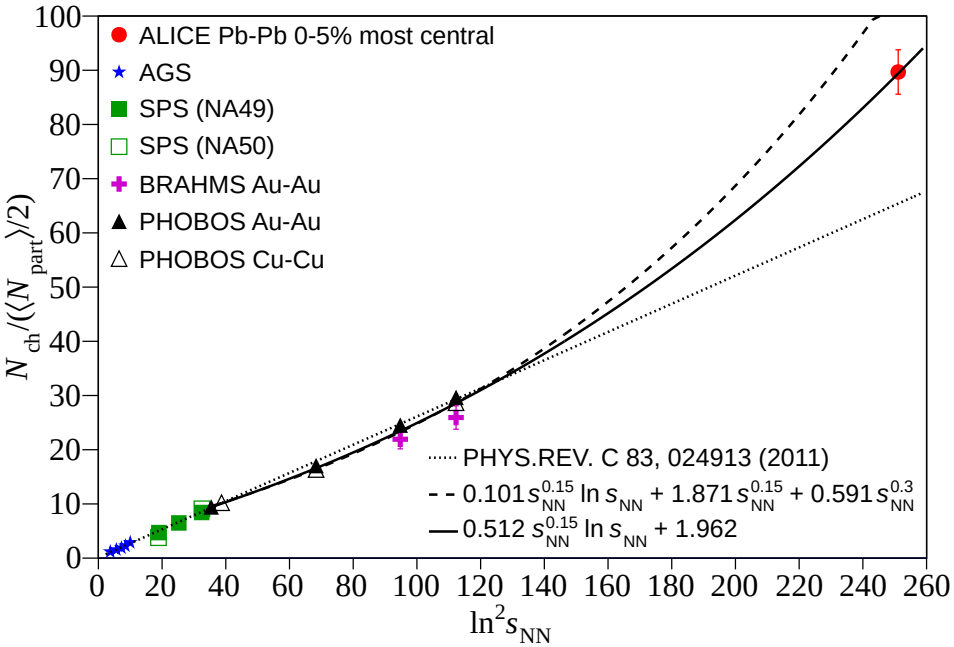


FIGURE 3.46 — Nombre total de particules primaires chargées N_{ch}, normalisé par le nombre de paires de participants $\langle N_{\text{part}}\rangle$, en fonction de $\ln^2(s_{NN})$, où s_{NN} est le carré de l'énergie dans le centre de masse. La droite en pointillés est tirée d'une précédente publication de PHOBOS [21]. Les courbes en trait plein et tireté sont deux tentatives d'ajustement des données de haute énergie.

Il apparaît que la loi d'échelle linéaire (pointillés noirs) proposée en [21] n'est plus valide au LHC. Ceci avait déjà été mis en évidence pour le $dN_{ch}/d\eta$ à mi-rapidité (voir section 3.2.3). Au LHC, le plateau autour de $\eta = 0$ suit une évolution en puissance de s_{NN}. On introduit dans la fonction linéaire proposée par PHOBOS un terme en $s_{NN}^{0.15}$ (tirets noirs). L'ajustement, incluant les données allant du RHIC au LHC, prédit une valeur supérieure à celle mesurée par ALICE. Enfin, on essaie d'ajuster les mesures en conservant une évolution du plateau à mi-rapidité en $s_{NN}^{0.15}$ et en prenant comme hypothèse un accroissement de la largeur de la distribution en $\ln(s_{NN})$ (trait plein). Cette hypothèse est prédite par plusieurs modèles, notamment dans le cadre d'une conservation de la limite de fragmentation [48] et donne une meilleure description des données du RHIC au LHC.

Cette mesure permet de conclure que, pour les énergies allant du RHIC au LHC, l'évolution linéaire en $\ln^2(s_{NN})$ de $N_{ch}/(\langle N_{\text{part}}\rangle/2)$ n'est pas conservée. Cependant, la mesure est compatible avec une augmentation en $s_{NN}^{0.15}$ du plateau à mi-rapidité et en $\ln(s_{NN})$ de la largeur de la distribution en $dN_{ch}/d\eta$.

3.7.4 $dN_{ch}/d\eta$ par paire de nucléons participants en fonction de la centralité

Le volume d'interaction est défini, à $t = \tau_{int}$, par le recouvrement des deux noyaux. $dN_{ch}/d\eta$ étant une observable globale, elle est témoin des premiers instants de la collision

($t \approx \tau_{int}$) et peu sensible à l'évolution du système [20]. Ainsi, il est intéressant d'étudier l'évolution du $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la centralité. Une telle étude peut notamment fournir des informations sur l'entropie du système.

Comme témoin de la géométrie de la collision, on utilisera le nombre moyen de participants $\langle N_{\text{part}} \rangle$ qui est une grandeur (indirectement) accessible expérimentalement et directement liée au recouvrement des deux noyaux. En effet, plus le recouvrement des noyaux est grand, plus $\langle N_{\text{part}} \rangle$ est important. Le nombre moyen de participants à la collision est extrait de l'expérience via un modèle de Glauber [4, 41]. Les valeurs ainsi obtenues sont listées dans le tableau 3.6.

La densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$ est normalisée au nombre de paires de nucléons participants. Ceci permet une comparaison directe avec les mesures effectuées en p-p. On trace $(dN_{ch}/d\eta)/(N_{\text{part}}/2)$ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ pour différentes tranches en η (figure 3.47). La mesure précédente d'ALICE [4] (losanges noirs ouverts) met en évidence une augmentation en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ d'un facteur 1.9 pour les collisions les plus périphériques vers les plus centrales. Dans le cas présent, la technique d'analyse limite les tranches en centralité accessibles aux collisions comprises entre 0 et 30 % des plus centrales. La mesure dans la même gamme en pseudo-rapidité (cercle rouge) est compatible avec celle précédemment effectuée compte tenu des erreurs systématiques. Pour toutes les tranches en η, une augmentation de 10 à 15 % du $(dN_{ch}/d\eta)/(N_{\text{part}}/2)$ est observée entre les tranches 20-30% et 0-5%. Les formes du $(dN_{ch}/d\eta)/(N_{\text{part}}/2)$ semblent être similaires quelle que soit la tranche en η. Pour s'en assurer, on calcule le rapport entre les résultats obtenus dans différentes tranches en pseudo-rapidité pour $|\eta| > 1$ et ceux obtenus pour $|\eta| < 0.5$ (figure 3.48). Ce rapport est compatible avec une constante en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ pour toutes les tranches en η. Pour les 30% des collisions les plus centrales, il n'y a donc pas de modification de la forme de $(dN_{ch}/d\eta)/(N_{\text{part}}/2)$ pour différentes tranches en pseudo-rapidité étudiées en fonction de la géométrie de la collision.

Tableau 3.6 — Nombre moyen de participants à la collision $\langle N_{\text{part}} \rangle$ en fonction de la tranche en centralité [4].

Centralité [%]	0-5	5-10	10-20	20-30
$\langle N_{\text{part}} \rangle$	382.7	329.4	260.5	186.4
$\sigma_{sys}(\langle N_{\text{part}} \rangle)$	3.1	4.6	4.4	3.9

3.7.5 Etude de l'échelle longitudinale : la limite de fragmentation

Il a été clairement établi qu'aux énergies du RHIC, la production de particules dans la région de fragmentation, *i.e.* à très grande (pseudo-)rapidité, est invariante avec l'énergie du faisceau [49]. Ce phénomène est souvent appelé « conservation de l'échelle longitudinale » ou conservation de la limite de fragmentation. Pour débuter l'étude, il faut

20. Cette observable dépend principalement de la densité d'énergie à la collision.

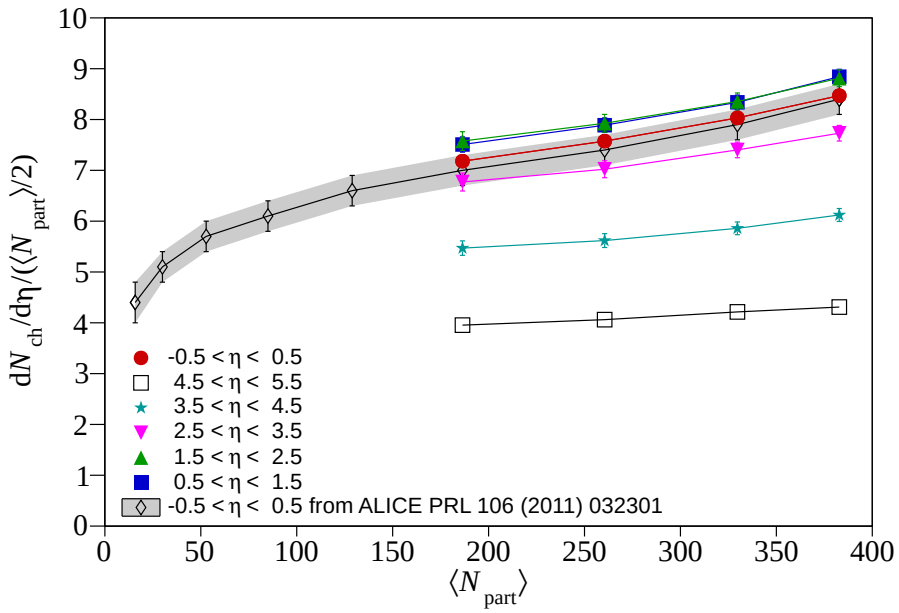


FIGURE 3.47 — $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{part}/2\rangle$ en fonction du nombre moyen de participants à la collision pour différentes tranches en η. Les losanges noirs ouverts sont issus de la mesure précédemment publiées par ALICE [3] et l'aire grise représente l'erreur systématique correspondante. Les autres points proviennent du calcul effectué avec la densité de particules chargées combinée (figure 3.40). Les erreurs sur les points sont les erreurs systématiques.

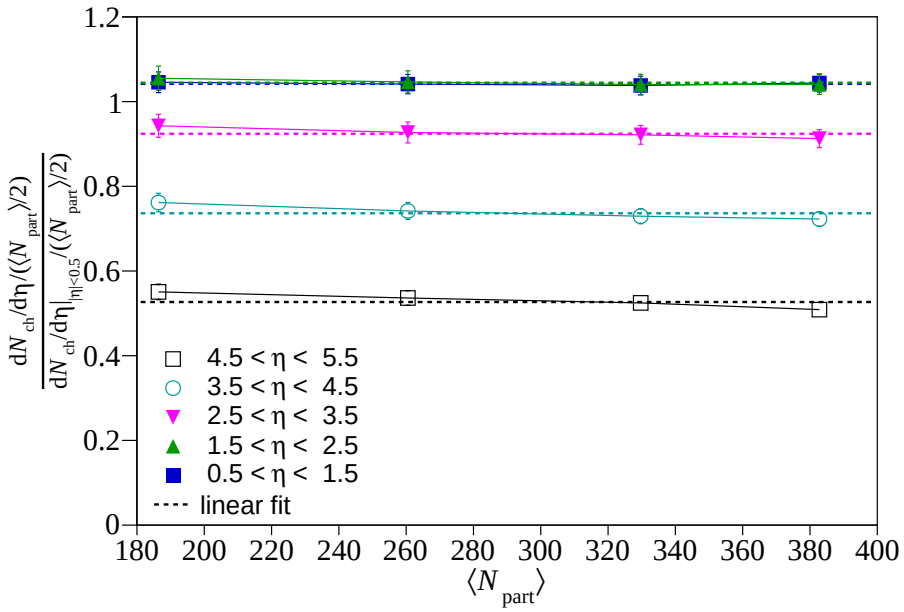


FIGURE 3.48 — Rapport entre les résultats obtenus dans différentes tranches en pseudo-rapidité et ceux obtenus pour $|\eta| < 0.5$.

normaliser la densité de particules chargées par le nombre de paires de participants pour s'affranchir du système de collisions. On se place ensuite dans le référentiel d'un des deux noyaux incidents en exprimant le résultat en fonction de la variable $\eta' = \eta - y_{\text{beam}}$. Cette étude a été faite par ALICE au LHC (figure 3.49) et comparée aux données obtenues par PHOBOS et BRAHMS en Au-Au à plus basse énergie. Les mesures d'ALICE sont ajustées avec la fonction issue de l'équation 3.20 et extrapolées de la région mesurée vers la rapidité du faisceau par une droite. Par comparaison avec les expériences précédentes, les données sont compatibles avec une conservation de la limite de fragmentation compte tenu des erreurs systématiques. La principale source d'erreur est ici liée à l'extrapolation de la distribution.

Pour nuancer la discussion, revenons au modèle SPM précédemment cité. Ce modèle prédit une violation de l'échelle longitudinale de l'ordre du pourcent [20, 40]. Dans l'état actuel de l'analyse, et au regard de l'erreur commise sur l'extrapolation, il est impossible de conclure si une violation de quelques pourcents de la limite de fragmentation est présente aux énergies du LHC. Cependant, plusieurs arguments peuvent venir renforcer nos conclusions sur la conservation de cette limite.

Tout d'abord, les modèles reproduisant le mieux les distributions expérimentales d'ALICE conservent la limite de fragmentation. Ensuite, en complètant les distributions d'ALICE de la figure 3.49 avec les données de plus basses énergies dans la région de fragmentation, il est possible d'ajuster la distribution résultante avec les équations utilisées pour l'estimation du N_{ch} dans la section 3.7.2. La fonction double Gaussienne reproduit bien les données (figure 3.50) avec un $\chi^2/N_{dof} = 0.2$. Ce genre de méthode est très proche de ce qui est fait dans le modèle RDM.

Enfin, la conservation de la limite de fragmentation a été observée à RHIC pour une autre observable, la seconde harmonique du flot anisotropique : le flot elliptique v_2. Comme le montre la figure 3.51, l'expérience ALICE a mesuré v_2 dans une large gamme en η pour 40% des collisions les plus centrales en fonction de η'. Le résultat est comparé avec ceux de PHOBOS à plus basse énergie en Au-Au pour la même classe d'événements. La conservation de la limite de fragmentation au LHC est clairement visible sur cette figure. Les références [16, 48] proposent une discussion détaillée sur les scénarii conduisant à la (non-)conservation de la limite de fragmentation au LHC pour $dN_{ch}/d\eta$ et v_2 sur la base de plusieurs modèles. D'après ces références, la conservation de la limite de fragmentation pour $dN_{ch}/d\eta$ et v_2 implique un fond de particules produit par des processus doux issues de l'excitation des projectiles et une production de particules gouvernée par les interactions dures ne contribuant pas au flot à mi-rapidité. Pour les autres hypothèses évoquées, la conservation de la limite de fragmentation n'est pas assurée pour $dN_{ch}/d\eta$ et/ou v_2.

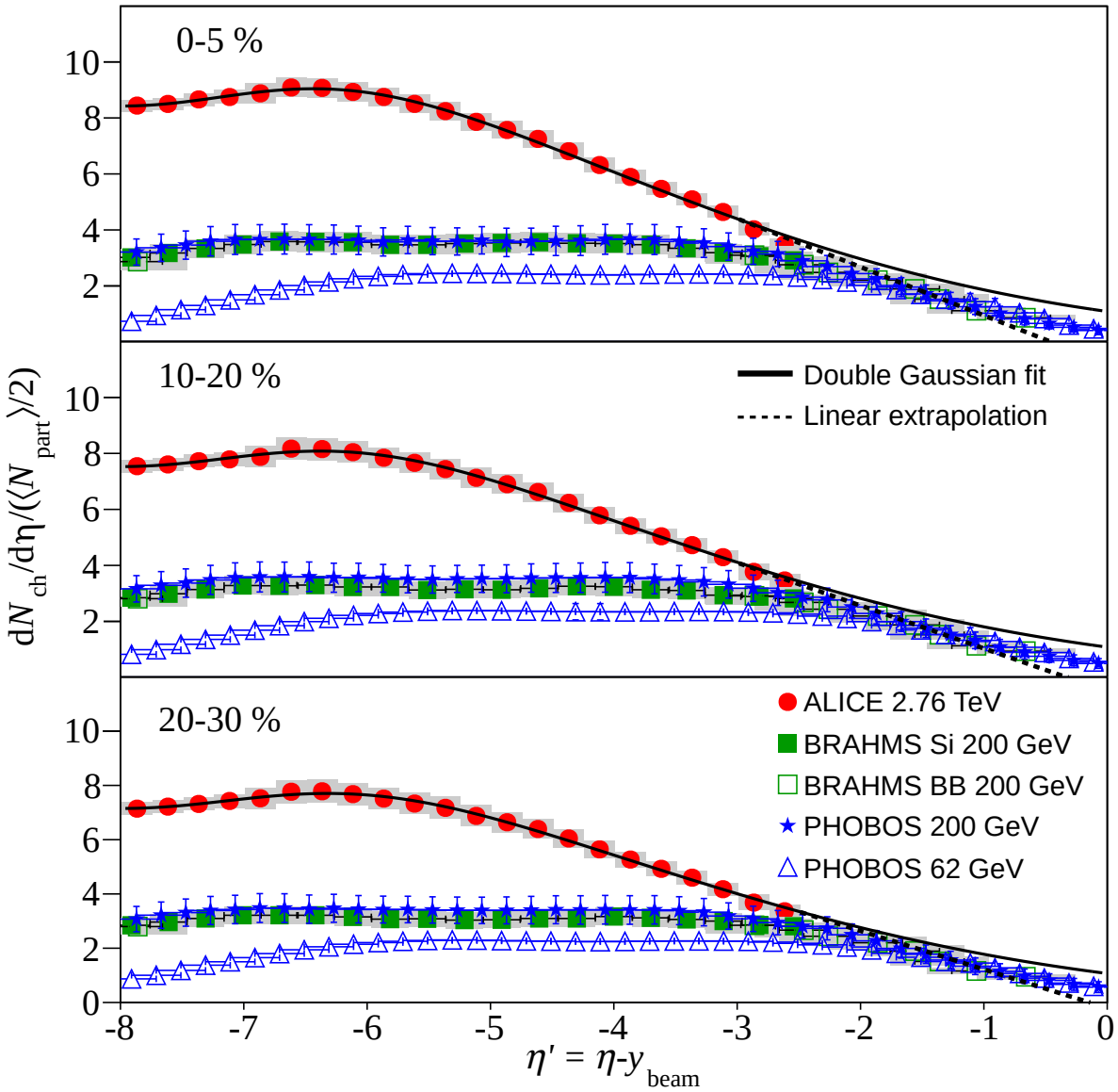


FIGURE 3.49 – $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{\text{part}}/2\rangle$ en fonction de $\eta' = \eta - y_{\text{beam}}$ mesuré par ALICE (cercles rouges), BRAHMS (carrés verts) [12] et PHOBOS (étoiles et triangles bleus) [21] à différentes énergies. Les points pleins de BRAHMS sont obtenus avec le détecteur en silicium de la partie centrale alors que les points ouverts sont obtenus avec les détecteurs vers l'avant. La ligne noire représente l'ajustement de la distribution d'ALICE obtenu avec l'équation 3.20. Le résultat de l'extrapolation linéaire de la distribution pour les pseudo-rapidités proches de la rapidité du faisceau est représenté par la ligne noire en pointillés. Les données les plus centrales de PHOBOS sont originalement données pour la tranche 0-6%. Elles ont été mises à l'échelle pour obtenir le même pas en centralité.

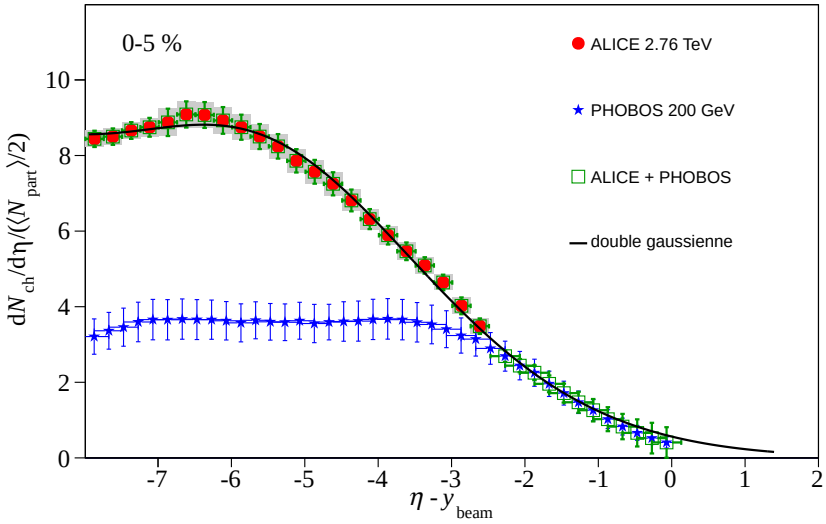


FIGURE 3.50 — Distribution $(dN_{ch}/d\eta)/\langle N_{\text{part}}/2\rangle$ en fonction de η' pour la tranche en centralité 0-5%. Les points d'ALICE (rouge) et de PHOBOS (bleu) dans la région hors de l'acceptance d'ALICE sont ajustés par la fonction double Gaussienne (ligne noire). Les points verts sont ceux inclus utilisés l'ajustement.

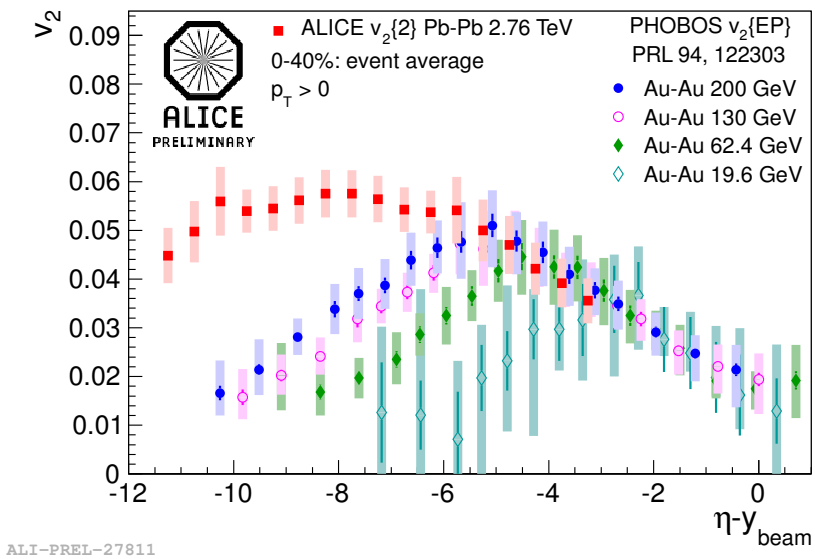


FIGURE 3.51 — Flot elliptique en fonction de η' mesuré par ALICE (carrés pleins rouges) à 2.76 TeV et PHOBOS à différentes énergies.

3.7.6 Etude de la conservation du boost de Lorentz en fonction de la rapidité : dN_{ch}/dy

La distribution en rapidité peut être obtenue par une transformation Jacobienne de la distribution en pseudo-rapidité (figure 3.52) :

$$\frac{dN_{ch}}{dy} = \frac{1}{\langle J(\eta)\rangle} \cdot \frac{dN_{ch}}{d\eta} \quad , \tag{3.25}$$

avec,

$$\langle J(\eta)\rangle = \frac{N_{\pi^\pm}\langle J_{\pi^\pm}(\eta)\rangle + N_{\kappa^\pm}\langle J_{\kappa^\pm}(\eta)\rangle + N_{\text{p},\bar{\text{p}}}\langle J_{\text{p},\bar{\text{p}}}(\eta)\rangle}{N_{\pi^\pm} + N_{\kappa^\pm} + N_{\text{p},\bar{\text{p}}}} \quad . \tag{3.26}$$

On utilise ici les rapports des particules et les spectres en $\langle p_T \rangle$ mesurés par ALICE pour les $\pi^{\pm}$, $\kappa^{\pm}$, p et $\bar{\text{p}}$ à mi-rapidité [50]. Les erreurs systématiques sur la mesure incluent une modification linéaire de la forme du spectre en p_T. Le spectre est adouci pour les η vers l'avant tels que l'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ à $\eta = 3$ est 20% plus petite que celle à $\eta = 0$. Ceci correspond approximativement au double de ce qui a été observé à RHIC [51]. Le taux de production de particules est varié de $\pm$ 50% au delà de $\eta = 2.5$ et un facteur de réduction linéaire est appliqué pour réduire cette variation à 0 pour $\eta \to 0$. Enfin, les densités $dN_{ch}/d\eta$ de BRAHMS [12] et PHOBOS [11] sont converties de la même manière pour obtenir le dN_{ch}/dy en utilisant les spectres en p_T et les rapports des particules mesurés par STAR [52]. Ainsi, les mesures de ALICE, BRAHMS et PHOBOS sont directement comparables.

Le résultat obtenu est compatible avec un plateau pour $|y| < 1.5$ impliquant une conservation du « boost » de Lorentz à mi-rapidité. De plus, l'établissement de ce plateau dénote une grande transparence des noyaux dans cette région qui s'explique par une forte décroissance de la section efficace nucléon-nucléon à mi-rapidité. En effet, dans cette région, les particules interagissant sont majoritairement les gluons (*i.e.* la PDF du gluon à petit x de Bjorken est dominante par rapport aux autres contributions).

La distribution (figure 3.52) peut être ajustée et bien décrite sur toute la gamme en rapidité par une Gaussienne de largeur $\sigma = 3.86$ (courbe bleue). Cette largeur est bien plus importante que celle prédite par l'hydrodynamique comme le montre la comparaison avec le modèle de Landau-Carruthers [53] (courbe verte) et le modèle de Landau-Wong [54] (courbe rose). L'encart de la figure 3.52 propose une comparaison de la largeur expérimentale de la distribution et la largeur théorique prédite par [53] en fonction de l'énergie. À basse énergie (AGS, SPS)[21], le mécanisme dominant lors de la collision des deux noyaux est le pouvoir d'arrêt (grande section efficace nucléon-nucléon). La distribution expérimentale pour les pions chargés est de forme Gaussienne et sa largeur est équivalente à celle fournie par l'hydrodynamique de Landau. Au RHIC, en Au-Au à 200 GeV, la distribution expérimentale est plus plate à mi-rapidité et légèrement plus large que la prédiction faite par le modèle de Landau-Carruthers [53]. Il s'agit d'un premier indice favorisant un plus haut degré de transparence au RHIC vis-à-vis des expériences à plus basse énergie. Pour ce même modèle, la largeur théorique de la distribution est extrapolée à l'énergie du LHC en utilisant l'équation :

$$\sigma_{\text{Carrut.}} = \ln(y_{\text{beam}}) = \ln \frac{\sqrt{s_{NN}}}{m_p} \quad . \tag{3.27}$$

Le rapport obtenu (point rouge) montre une large déviation par rapport au modèle. Cette déviation est plus importante que celle observée à plus basse énergie et suggère une augmentation significative de l'écart à une hydrodynamique de Landau aux énergies du LHC par rapport au RHIC. Des déviations à l'hydrodynamique de Landau semblables ont été observées pour d'autres mesures en Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [13].

21. Les valeurs expérimentales sont tirées de [51].

Pour finir, les collisions Pb-Pb au LHC ne sont ni totalement soumises au pouvoir d'arrêt, ni totalement transparentes bien qu'un haut degré de transparence soit observé. Par conséquent, la densité de particules chargées dN_{ch}/dy dans son intégralité est attendue comme étant la somme de particules produites dans la zone centrale d'invariance du « boost » et des particules issues de l'excitation des projectiles dans la zone de fragmentation. Le fait que la distribution mesurée ici soit plus plate et plus large que ce qui est prédit par le modèle de Landau-Carruthers semble pointer dans cette direction.

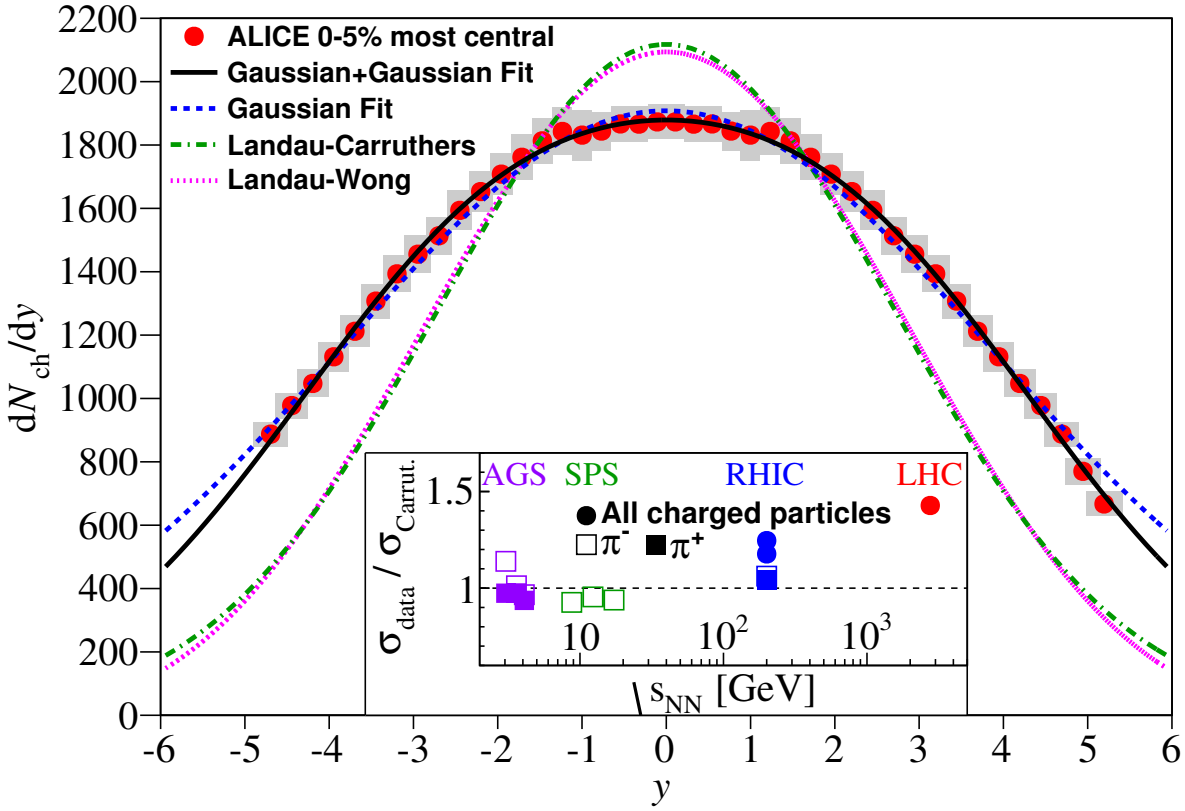


FIGURE 3.52 — Densité de particules chargées dN_{ch}/dy en fonction de la rapidité y pour les événements les plus centraux. La distribution est ajustée par la somme de deux Gaussiennes (courbe noire) et une Gaussienne large (tirets bleus). Elle est aussi comparée à deux courbes théoriques (pointillés magenta [53] et tirets verts [54]) basées sur une hydrodynamique de Landau. L'encart montre le rapport entre la largeur de la distribution expérimentale et théorique (tirets verts) en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

3.8 Conclusions et perspectives

La densité de particules chargées a été mesurée sur une large gamme en pseudo-rapidité (10 unités) en utilisant la reconstruction de « tracelettes » dans la région à mi-rapidité et une technique originale exploitant les collisions satellites pour réaliser des mesures

à grande rapidité. Les résultats sont fournis pour 30% des collisions les plus centrales. Les mesures des détecteurs impliqués (FMD, SPD, VZERO-A) ont été combinées. Le $dN_{ch}/d\eta$ a ensuite été étudié en fonction de différentes variables comme la géométrie de la collision ($\langle N_{\text{part}}\rangle$) et η'. La densité obtenue a aussi été comparée aux résultats à plus basse énergie et à quelques modèles théoriques. Les mesures montrent une augmentation du $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ similaire pour toutes les tranches en η. De plus, l'évolution du $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de η' est compatible avec la conservation de la limite de fragmentation compte tenu des erreurs. Le nombre total de particules chargées produites lors de la collision, N_{ch}, a été extrait et étudié en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ et $\sqrt{s_{NN}}$. Le N_{ch} croît avec $\langle N_{\text{part}}\rangle$ et son évolution est compatible avec celle observée par PHOBOS en Au-Au à 200 GeV. Au LHC, l'évolution linéaire en $\ln^2(s_{NN})$ du N_{ch} observée pour les plus basses énergies n'est pas respectée. Il apparaît que, en fonction de l'énergie, le plateau et la largeur de la densité $dN_{ch}/d\eta$ croissent respectivement comme $s_{NN}^{0.15}$ et $\ln(s_{NN})$. La densité dN_{ch}/dy a été extraite à l'aide d'une transformation Jacobienne. La densité obtenue est compatible avec un plateau à mi-rapidité impliquant une invariance du « boost » de Lorentz dans cette région et un fort degré de transparence. Par ailleurs, la forte déviation au modèle de Landau-Carruthers par rapport aux expériences précédentes suggère un changement significatif à l'énergie du LHC.

On peut envisager un sénario expliquant les résultats obtenus. À grande rapidité, la production de particules est majoritairement dominée par la production de particules douces issues de l'excitation des projectiles. Ceci conduit à la formation de deux pics de fragmentation placés aux rapidités vers l'avant. Dans ce cadre, la limite de fragmentation semble conservée. À mi-rapidité, la production de particules est gouvernée par les interactions dures entre gluons et la densité baryonique est faible. Un grand nombre de particules est produit par rapport aux plus basses énergies. On observe aussi l'établissement d'un plateau dans la distribution en dN_{ch}/dy qui dénote un fort degré de transparence dans cette région. Les particules, ainsi produites, participent au flot mesuré. Ce plateau à mi-rapidité et une conservation de la limite de fragmentation pour le flot elliptique des particules chargées v_2 sont donc aussi observés.

Les mesures présentées ici souffrent de deux inconvénients. Premièrement, même si les travaux présentent des mesures du $dN_{ch}/d\eta$ sur la plus grande gamme en pseudo-rapidité des expériences du LHC, ALICE ne dispose pas d'une couverture suffisante pour couvrir tout l'espace des phases en η jusqu'à la rapidité du faisceau. Aucune amélioration n'étant prévue dans ce domaine, les discussions autour de la limite de fragmentation devront toujours être faites à l'aide d'une extrapolation. Il faudra donc trouver des solutions pour réduire les erreurs systématiques de l'analyse afin de mieux contraindre l'extrapolation. Enfin, la qualité du faisceau ne cessant de s'améliorer et l'angle de croisement de faisceau en Pb-Pb dans ALICE n'étant plus nulle, la technique d'analyse des vertex déplacés ne sera donc probablement pas reproductible lors des prochaines prises de données. L'effort fourni par la collaboration ALICE pour améliorer la description du détecteur et de la production de particules en simulation devrait permettre d'utiliser le FMD au vertex nominal à l'avenir. De plus, l'insertion du MFT dans ALICE lors du LS2 devrait résoudre en partie les deux problèmes sus-cités. En effet, le MFT devrait pouvoir calculer le $dN_{ch}/d\eta$ en se basant

sur la méthode actuellement utilisée par le SPD.

Pour finir, le $dN_{ch}/d\eta$ a récemment été extrait des collisions p-Pb (figure 3.53) à 5.02 TeV [5]. Les résultats sont comparés avec les modèles de saturation (CGC), HIJING et DMPJET normalisé aux collisions NSD. La plupart des modèles incluant les effets de saturation ou de « shadowing » reproduisent les mesures à plus ou moins 20%. Il est intéressant de noter que, à l'image des collisions Pb-Pb, les modèles de saturation donnent une description proche des mesures. Cependant, ces modèles semblent éprouver plus de difficultés à reproduire la dépendance en η du $dN_{ch}/d\eta$.

Figure 3.53 – Densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$ en fonction de la pseudo-rapidité η pour les collisions NSD en p-Pb à 5.02 TeV mesurée par ALICE. La distribution est comparée à plusieurs prédictions théoriques.

Bibliographie

[1] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV with ALICE at LHC", *Eur.Phys.J.* **C68** (2010) 89–108, arXiv:1004.3034 [hep-ex].

[2] K. Aamodt *et al.*, "Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ =7 *tev* with ALICE at LHC", *The European Physical Journal C* **68** no. 3-4, (2010) 345–354. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1350-2.

[3] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV", *Phys.Rev.Lett.* **105** (2010) 252301, arXiv:1011.3916 [nucl-ex].

[4] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV", *Phys.Rev.Lett.* **106** (2011) 032301, arXiv:1012.1657 [nucl-ex].

[5] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Pseudorapidity density of charged particles *p*-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV", *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) 032301, arXiv:1210.3615 [nucl-ex].

[6] J. F. G. e Oetringhaus, "Measurement of the charged-particle multiplicity in proton,Äìproton collisions with the alice detector". PhD thesis, University of Munster, (2009) .

[7] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan *et al.*, "Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{(s)} = 0.9$ and 2.36 TeV", *JHEP* **1002** (2010) 041, arXiv:1002.0621 [hep-ex].

[8] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan *et al.*, "Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *Phys.Rev.Lett.* **105** (2010) 022002, arXiv:1005.3299 [hep-ex].

[9] R. Aaij *et al.*, "Measurement of charged particle multiplicities in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region", *The European Physical Journal C* **72** no. 4, (2012) 1–14. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1947-8.

[10] G. Antchev *et al.*, "Measurement of the forward charged particle pseudorapidity density in pp collisions at $\sqrt{s} =$ 7 tev with the TOTEM experiment", *EPL* **98** no. arXiv :1205.4105. CERN-PH-EP-2012-106. TOTEM-2012,Äì001, (Apr, 2012) 31002. 7 p. Comments : 7 pages, 3 figures.

[11] B. Back, M. Baker, D. Barton, R. Betts, M. Ballintijn, *et al.*, "The Significance of the fragmentation region in ultrarelativistic heavy ion collisions", *Phys.Rev.Lett.* **91** (2003) 052303, arXiv:nucl-ex/0210015 [nucl-ex].

[12] **BRAHMS** Collaboration, I. Bearden *et al.*, "Pseudorapidity distributions of charged particles from Au+Au collisions at the maximum RHIC energy", *Phys.Rev.Lett.* **88** (2002) 202301, arXiv:nucl-ex/0112001 [nucl-ex].

[13] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Measurement of the pseudorapidity and centrality dependence of the transverse energy density in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76TeV$", *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012) 152303, arXiv:1205.2488 [nucl-ex].

[14] Y. Chen and A. Collaboration, "Measurement of charged particle pseudorapidity density in pb+pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector at the LHC", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **38** no. 12, (2011) 124042. http://stacks.iop.org/0954-3899/38/i=12/a=124042.

[15] J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, and E. Yen, "Hypothesis of limiting fragmentation in high-energy collisions", *Phys. Rev.* **188** (Dec, 1969) 2159–2169. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.188.2159.

[16] G. Torrieri, "Rapidity scaling of multiplicity and flow in weakly and strongly interacting systems", *Phys.Rev.* **C82** (2010) 054906, arXiv:0911.4775 [nucl-th].

[17] A. Bialas, A. Bzdak, and R. Peschanski, "Limiting fragmentation from scale-invariant merging of fast partons", *Physics Letters B* **665** no. 1, (2008) 35–38. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026930800659X.

[18] W. Busza, "Trends in multiparticle production and some 'predictions' for p-p and Pb-Pb collisions at LHC", *J. Phys.* **G35** (2008) 044040, arXiv:0710.2293 [nucl-ex].

[19] J. Cleymans, J. Strümpfer, and L. Turko, "Extended longitudinal scaling and the thermal model", *Phys. Rev. C* **78** (Jul, 2008) 017901. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.017901.

[20] P. Brogueira, J. Dias de Deus, and C. Pajares, "Limiting fragmentation in heavy-ion collisions and percolation of strings", *Phys.Rev.* **C75** (2007) 054908, arXiv:hep-ph/0605148 [hep-ph].

[21] **PHOBOS** Collaboration, B. Alver *et al.*, "PHOBOS results on charged particle multiplicity and pseudorapidity distributions in Au+Au, Cu+Cu, d+Au, and p+p collisions at ultra-relativistic energies", *Phys.Rev.* **C83** (2011) 024913, arXiv:1011.1940 [nucl-ex].

[22] M. Abreu *et al.*, "Scaling of charged particle multiplicity in Pb-Pb collisions at SPS energies", *Physics Letters B* **530** no. 1-4, (2002) 43–55. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269302013539.

[23] **NA49** Collaboration, S. V. Afanasiev *et al.*, "Energy dependence of pion and kaon production in central Pb+Pb collisions", *Phys. Rev. C* **66** (Nov, 2002) 054902. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.054902.

[24] **NA49** Collaboration, T. Anticic *et al.*, "Energy and centrality dependence of deuteron and proton production in Pb + Pb collisions at relativistic energies", *Phys. Rev. C* **69** (Feb, 2004) 024902. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.024902.

[25] **E895** Collaboration, J. L. Klay *et al.*, "Charged pion production in 2α to 8α GeV central Au + Au collisions", *Phys. Rev. C* **68** (Nov, 2003) 054905. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.054905.

[26] **E802** Collaboration, L. Ahle *et al.*, "Particle production at high baryon density in central Au+Au reactions at 11.6 $A \cdot GeV/c$", *Phys. Rev. C* **57** (Feb, 1998) R466–R470. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.57.R466.

[27] **E917** Collaboration, B. B. Back *et al.*, "Proton emission in Au+Au collisions at 6, 8, and 10.8 GeV/nucleon", *Phys. Rev. C* **66** (Nov, 2002) 054901. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.054901.

[28] J. L. Albacete, "Particle multiplicities in Lead-Lead collisions at the LHC from non-linear evolution with running coupling", *Phys.Rev.Lett.* **99** (2007) 262301, arXiv:0707.2545 [hep-ph].

[29] J. L. Albacete, N. Armesto, J. G. Milhano, and C. A. Salgado, "Nonlinear QCD meets data : A global analysis of lepton-proton scattering with running coupling Balitsky-Kovchegov evolution", *Phys. Rev. D* **80** (Aug, 2009) 034031. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.80.034031.

[30] L. McLerran, "What is the evidence for the color glass condensate ?", arXiv:hep-ph/0402137 [hep-ph].

[31] "PYTHIA home page". http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html.

[32] "Pythia 6.4". https://pythia6.hepforge.org/.

[33] X.-N. Wang and M. Gyulassy, "Hijing : a Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions", *Phys. Rev. D* **44** (Dec, 1991) 3501–3516. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.44.3501.

[34] Z.-W. Lin, C. M. Ko, B.-A. Li, B. Zhang, and S. Pal, "A Multi-phase transport model for relativistic heavy ion collisions", *Phys. Rev.* **C72** (2005) 064901, arXiv:nucl-th/0411110 [nucl-th].

[35] B. Alver and G. Roland, "Collision-geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions", *Phys. Rev. C* **81** (May, 2010) 054905. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.054905.

[36] L.-W. Chen, C. M. Ko, and Z.-W. Lin, "Partonic effects on higher-order anisotropic flows in relativistic heavy-ion collisions", *Phys. Rev. C* **69** (Mar, 2004) 031901. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.031901.

[37] S. Voloshin, "Anisotropic flow", *Nuclear Physics A* **715** no. 0, (2003) 379c – 388c. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947402014501. Quark Matter 2002, Proceedings of the 16th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions.

[38] L.-W. Chen, V. Greco, C. M. Ko, and P. F. Kolb, "Pseudorapidity dependence of anisotropic flows in relativistic heavy-ion collisions", *Physics Letters B* **605** no. 1,Äì2, (2005) 95 – 100. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269304015710.

[39] G. Wolschin, "Particle production sources at LHC energies", *J. Phys.* **G40** (2013) 045104, arXiv:1301.1868 [hep-ph].

[40] I. Bautista, C. Pajares, J. G. Milhano, and J. Dias de Deus, "Rapidity dependence of particle densities in pp and AA collisions", *Phys. Rev. C* **86** (Sep, 2012) 034909. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.034909.

[41] **ALICE** Collaboration, "Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV with ALICE", Tech. Rep. arXiv :1301.4361. CERN-PH-EP-2012-368, CERN, Geneva, Dec, 2012. Comments : 37 pages, 16 figures, authors from page 31.

[42] K. Nakamura and P. D. Group, "Review of particle physics", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **37** no. 7A, (2010) 075021. http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021.

[43] H. H. Dalsgaard, "Pseudorapidity densities in p+p and Pb+Pb collisions at LHC measured with the ALICE experiment". PhD thesis, Niels Bohr Insitute, University of Copenhagen, (2012) .

[44] J. Xu and C. M. Ko, "Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in a multiphase transport model", *Phys. Rev.* **C83** (2011) 034904, arXiv:1101.2231 [nucl-th].

[45] M. Mitrovski, T. Schuster, G. Graf, H. Petersen, and M. Bleicher, "Charged particle (pseudo-) rapidity distributions in $p^+\bar{p}$ / p^+p and Pb+Pb/Au+Au collisions from SPS to LHC energies from UrQMD", *Phys.Rev.* **C79** (2009) 044901, arXiv:0812.2041 [hep-ph].

[46] J. L. ALbacete and A. Dumitru, "A model for gluon production in heavy-ion collisions at the LHC with rcBK unintegrated gluon densities", arXiv:1011.5161 [hep-ph].

[47] J. L. Albacete, A. Dumitru, and Y. Nara, "CGC initial conditions at RHIC and LHC", *J.Phys.Conf.Ser.* **316** (2011) 012011, arXiv:1106.0978 [nucl-th].

[48] G. Torrieri, "Scaling of multiplicity and flow : pre-LHC trends and LHC surprises", *EPJ Web Conf.* **13** (2011) 04002, arXiv:1012.2790 [nucl-th].

[49] B. Back *et al.*, "The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC", *Nuclear Physics A* **757** no. 1-2, (2005) 28 – 101. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405005282. First Three Years of Operation of RHIC.

[50] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Pion, Kaon, and Proton Production in Central Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV", *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012) 252301, arXiv:1208.1974 [hep-ex].

[51] **BRAHMS** Collaboration, I. Bearden *et al.*, "Charged meson rapidity distributions in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV", *Phys.Rev.Lett.* **94** (2005) 162301, arXiv:nucl-ex/0403050 [nucl-ex].

[52] **STAR** Collaboration, J. Adams *et al.*, "Identified particle distributions in *pp* and $\mathrm{Au+Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV", *Phys. Rev. Lett.* **92** (Mar, 2004) 112301. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.112301.

[53] P. Carruthers and M. Duong-Van, "New scaling law based on the hydrodynamical model of particle production", *Physics Letters B* **41** no. 5, (1972) 597 – 601. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269372906430.

[54] C.-Y. Wong, "Landau Hydrodynamics Revisited", *Phys.Rev.* **C78** (2008) 054902, arXiv:0808.1294 [hep-ph].

Chapitre 4

Etude des mésons vecteurs de basses masses

Sommaire

4.1 Motivations physiques sous-jacentes 144
4.1.1 La symétrie chirale 144
4.1.2 Radiation thermique du QGP 151
4.1.3 Production des baryons et mésons étranges en collisions d'ions lourds 152
4.2 Les résultats expérimentaux sur les mésons vecteurs de basses masses du SPS au LHC 154
4.2.1 Excès en dileptons à basse masse et étude de la fonction spectrale du ρ 154
4.2.2 Etude de la production d'étrangeté 156
4.3 L'analyse des résonances de basses masses en Pb-Pb 161
4.3.1 Caractérisation du spectre en masse invariante dimuon 162
4.3.2 Conditions globales de l'analyse des mésons vecteurs de basses masses 164
4.3.3 Sélection des muons et reconstruction des spectres en masse invariante dimuon 165
4.3.4 Soustraction du bruit de fond non-corrélé 170
4.3.5 Extraction des formes des processus et du facteur acceptance×efficacité ($A \times \varepsilon$) 174
4.3.6 Normalisation des processus du « cocktail » hadronique 177
4.3.7 Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique 177
4.3.8 Étude des erreurs systématiques 180
4.4 Exploitation des résultats 188
4.4.1 La référence proton-proton 188
4.4.2 R_{CP} du Φ et du $\rho + \omega$ 194
4.4.3 Inclusion de la radiation thermique du QGP et de la forme du $\rho + \omega$ dans le milieu 196
4.5 Conclusion et perspectives 200
Bibliographie 202

Dans ce chapitre, on introduit, en premier lieu, les concepts théoriques et quelques résultats obtenus par les expériences antérieures au LHC en lien avec l'étude des mésons vecteurs de basses masses. La seconde partie est consacrée à l'analyse du spectre en masse invariante dans le canal dimuon. Cette analyse est le fruit d'une collaboration entre les groupes de Cagliari et Lyon. Lorsque des contributions aux résultats présentés ici sont apportées par le groupe de Cagliari, cela sera explicité. Dans un premier temps, on détaillera la technique d'analyse, les critères de sélection des données et les coupures appliquées pour la sélection des muons. Dans la dernière partie, l'extraction du signal et les résultats de physique obtenus seront discutés.

4.1 Motivations physiques sous-jacentes

Les mésons vecteurs de basses masses (ρ, ω et Φ) constituent une sonde riche pour l'étude d'un milieu déconfiné comme le QGP et la restauration de la symétrie chirale. En effet, le méson ρ, de durée de vie très courte [1], se désintègre à l'intérieur du milieu déconfiné. Sa fonction spectrale est donc influencée par le QGP et potentiellement témoigne de la restauration de la symétrie chirale. Par ailleurs, l'existence d'un QGP implique une radiation thermique de dileptons détectable aux petites masses invariantes. Enfin, l'étude du nombre de mésons Φ produits par rapport au nombre de mésons ρ et ω permet de quantifier l'augmentation du nombre de quarks étranges produits dans le QGP.

4.1.1 La symétrie chirale

4.1.1.1 La chiralité et le Lagrangien de QCD

Le concept de chiralité fut introduit par Lord Kelvin en 1884 :

« *J'appelle n'importe quelle figure géométrique, ou groupe de points, chiral, et je dis qu'ils possèdent la chiralité, si leur image dans un miroir plan, parfaitement réalisée, ne peut pas être mise en coïncidence avec elle-même* ».

Ce concept est applicable à chaque particule (non scalaire) disposant alors d'un partenaire chiral. Deux états chiraux sont possibles : l'état gauche et l'état droit en analogie avec l'hélicité. En effet, pour une particule en mouvement de spin 1/2, l'hélicité (gauche ou droite) est la projection du spin dans la direction de vol de la particule. Dans la limite des particules sans masse, la chiralité et l'hélicité sont équivalentes et la symétrie chirale est une symétrie exacte du Lagrangien de QCD. Cette symétrie est décrite par le groupe $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$ [2] et introduit les spineurs gauche (ψ_L) et droit (ψ_R) tels que :

$$\psi_L = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi = P_L\psi \qquad \text{et} \qquad \psi_R = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi = P_R\psi \quad , \tag{4.1}$$

1. Le temps de vie moyen du ρ est : $\tau = 0.4{\cdot}10^{-24}$ s
2. N_f représente le nombre de saveurs.

avec $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ où γ^i sont les matrices de Dirac. En se restreignant aux trois saveurs de quarks les plus légères, le groupe de symétrie $SU(3)_L \times SU(3)_R$ contient les transformations suivantes :

$$\psi_L \to e^{-i\lambda_j\theta_L^j}\psi_L \qquad \text{et} \qquad \psi_R \to e^{-i\lambda_j\theta_R^j}\psi_R \quad , \tag{4.2}$$

avec $\lambda_j = 2 \cdot t_j$ où t_j sont les matrices de Gell-Mann. En l'absence de masse, il n'y a pas couplage entre les quarks gauches et les quarks droits et le Lagrangien, sans champ de gluons, s'écrit comme :

$$\mathcal{L}_{QCD} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R \quad . \tag{4.3}$$

Il est aussi commode de redéfinir le groupe de symétrie en introduisant les transformations vectorielle et axiale :

$$\psi \xrightarrow{V} e^{-i\lambda^j\theta_V^j}\psi \qquad \text{et} \qquad \psi \xrightarrow{A} e^{-i\lambda_j\theta_A^j\gamma_5}\psi \quad , \tag{4.4}$$

où $\theta_V = \theta_L = \theta_R$ et $\theta_A = -\theta_L = \theta_R$. On peut donc réécrire la symétrie chirale avec le groupe $SU(N_f)_V \times SU(N_f)_A$ où cette symétrie est composée d'une symétrie vectorielle (isospin) et axiale. Il est alors simple d'exprimer les courants et les charges associés aux symétries d'isospin et axiale. Dans la limite des masses de quarks nulles, ces deux symétries sont exactes. L'invariance par symétrie d'isopin et axiale génère respectivement une structure en multiplets d'isospin (*i.e.* groupe de particules de masses dégénérées, de même spin, parité et nombre baryonique) et un doublement du spectre des hadrons. Ceci implique que chaque hadron possède un partenaire chiral de parité opposée et de même masse.

4.1.1.2 Brisure explicite de la symétrie chirale

Dans la section précédente, les masses des quarks étaient considérées comme nulles. On introduit maintenant le terme de masse dans le Lagrangien ($\mathcal{L}_m$) dans l'hypothèse de quarks de même masse ($m_u = m_d = m_s = m_0$). On a :

$$\mathcal{L}_m = m_0\bar{\psi}\psi = m_0\,(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad . \tag{4.5}$$

Dans cette hypothèse, la symétrie vectorielle est conservée mais la symétrie axiale est légèrement brisée par le terme de masse dans l'expression du Lagrangien : c'est la brisure explicite de la symétrie chirale [3]. En effet, le terme de masse mélange les états gauche et droit et conduit à une violation de la symétrie ; elle est faible car son échelle est $m_0 \ll \Lambda_{QCD}$ l'échelle typique de QCD. Cette brisure a donc peu d'influence à l'échelle hadronique et la symétrie chirale peut être considérée comme approximativement réalisée au niveau du Lagrangien de QCD. Cependant, cette brisure ne permet pas d'expliquer la levée de dégénérescence en masse des partenaires chiraux. Pour cela, il faut introduire la brisure spontanée de la symétrie chirale.

3. Ceci revient à la non conservation du courant associé à la symétrie axiale.

4.1.1.3 Brisure spontanée de la symétrie chirale

Les hypothèses faites dans les sections précédentes menaient à l'existence de partenaires chiraux de même masse et de parité opposée. Cependant, les masses des partenaires chiraux ne sont pas égales dans la nature (figure 4.1). La mesure de la fonction spectrale du méson ρ et de la résonance a_1 par l'expérience ALEPH [1, 2] montre une différence importante tant au niveau de la masse que de la forme des fonctions spectrales de ces deux partenaires (figure 4.2).

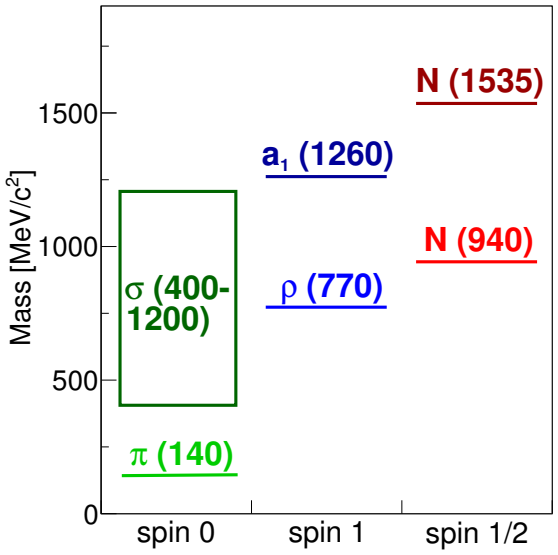


FIGURE 4.1 — Masses des partenaires chiraux π - σ, ρ - a_1 et $N(940)$ - $N(1535)$.

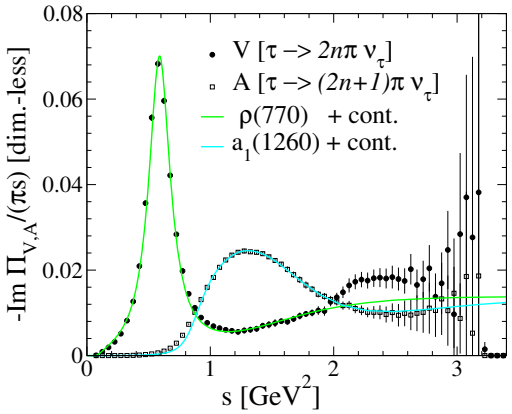


FIGURE 4.2 — Fonctions spectrales des mésons ρ et a_1 observées par désintégration τ par la collaboration ALEPH [3, 4].

Pour expliquer cette levée de dégénérescence, il est nécessaire d'introduire les interactions entre quarks : chaque quark est habillé de son interaction et sa masse est une masse effective. Ces masses effectives, différentes suivant la saveur du quark, induisent une brisure spontanée de la symétrie chirale de l'ordre de Λ_{QCD}. Dans ce cadre, la symétrie vectorielle reste approximativement conservée [4] mais la symétrie axiale est fortement brisée (spontanément). C'est pourquoi les partenaires chiraux n'ont pas la même masse. Plus fondamentalement, la symétrie d'isospin est réalisée par un mécanisme de Wigner ce qui signifie que le vide de QCD est invariant sous cette transformation. Au contraire, la charge axiale du vide n'est pas nulle et la symétrie axiale est donc réalisée par un mécanisme de Goldstone. Ceci signifie que, bien que la symétrie soit présente au niveau du Lagrangien, elle ne l'est pas dans l'état fondamental et par suite dans le spectre hadronique. Cependant, dans une symétrie de ce type, un état créé par application de la charge axiale au vide doit avoir la même énergie que le vide. Un tel état ne peut être

4. Si on considère un modèle à deux saveurs (u, d), la conservation de la symétrie est bien réalisée. Ajouter les saveurs plus lourdes (s), revient à faire une approximation plus importante mais les multiplets hadroniques restent visibles.

réalisé que si il existe des particules de masse nulle : les bosons de Goldstone. Dans notre cas, cela implique l'existence de huit bosons de Goldstone. Si on se restreint aux saveurs u et d (soit à SU(2)) les trois bosons de Goldstone nécessaires sont les pions : π^0 et $\pi^\pm$. Cependant, la masse des pions, même si elle est petite à l'échelle hadronique, n'est pas nulle. En effet, la (petite) brisure explicite de la symétrie chirale confère leur masse aux pions.

Le paramètre d'ordre macroscopique de la symétrie chirale est la constante de désintégration du pion $f_\pi = 94$ MeV à température et densité nulle. Cette constante peut être reliée à un autre paramètre d'ordre plus microscopique : le condensat de quarks $\langle q\bar{q}\rangle$. Ce dernier est défini comme :

$$\langle \bar{q}q\rangle = \frac{1}{2}\langle 0 \,|\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L|\, 0\rangle \quad . \tag{4.6}$$

Il est responsable de la masse effective importante des quarks (*e.g.* $m_u \simeq 320$ MeV$\simeq M_{\text{nucléon}}/3$). La valeur du condensat est non nulle à $T = 0$ et densité nulle. Par conséquent, on voit clairement ici l'existence d'un mélange des états gauche et droit dans le vide de QCD. Ceci est une conséquence directe de la brisure spontanée de la symétrie par un mécanisme de Goldstone. Enfin, les calculs de QCD sur réseau permettent d'obtenir la valeur du condensat de quarks[5]. On choisira dans la suite ce paramètre d'ordre pour l'étude de la restauration de la symétrie chirale.

4.1.1.4 Restauration de la symétrie chirale

À température nulle, la symétrie chirale est spontanément brisée. Cependant, en collisions d'ions lourds au LHC, la température atteinte est très élevée et modifie la valeur du condensat de quarks. L'évolution du paramètre d'ordre $\langle q\bar{q}\rangle$ en fonction de la température est fournie par les calculs de QCD sur réseau (figure 4.3). Autour d'une température $T = 155$ MeV, on observe une fonte du condensat qui, rappelons-le, est à l'origine de la masse effective des quarks. Au delà de 200 MeV, $\langle q\bar{q}\rangle$ tend vers 0, ce qui implique une disparition de la masse effective des quarks. Par conséquent, la symétrie chirale est de nouveau réalisée : c'est la restauration de la symétrie chirale. La restauration de cette symétrie dans le milieu créé en collisions d'ions lourds a des conséquences sur les particules produites à partir des excitations du vide de QCD. Le méson ρ, qui possède une durée de vie de l'ordre de celle du QGP (la largeur de désintégration est d'environ 145 MeV), est sensible aux propriétés du milieu et à la restauration de la symétrie chirale (car les fonctions spectrales du ρ et du a_1 vont se superposer).

4.1.1.5 Modèles effectifs et fonction spectrale du ρ

La QCD sur réseau n'est pas la seule théorie capable de calculer la valeur du condensat de quarks et donc d'étudier la restauration de la symétrie chirale à haute température.

5. Il faut noter ici que la valeur du condensat de quarks peut être aussi obtenue à l'aide de modèles effectifs ou de règles de somme comme on le montrera dans la suite.

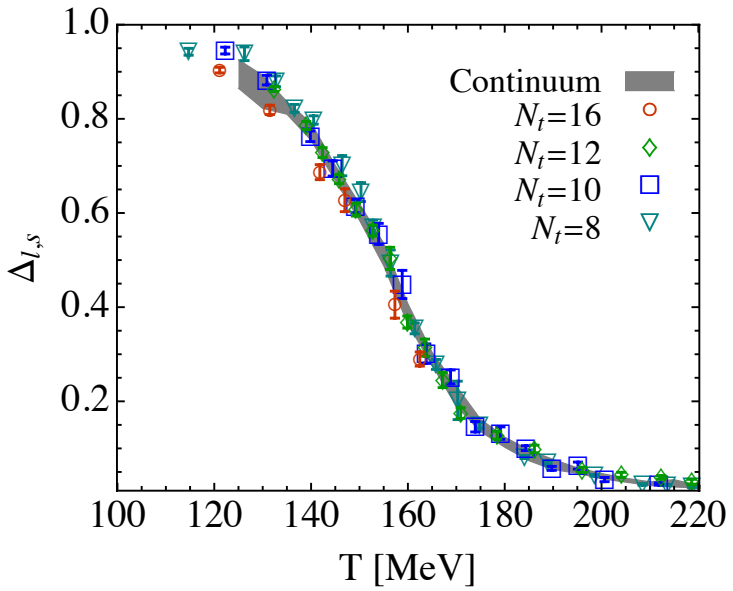


FIGURE 4.3 — Evolution du condensat chiral en fonction de la température du milieu donnée par les calculs de ℓQCD [5].

Les modèles effectifs permettent de calculer les fonctions spectrales des hadrons dans le milieu, leurs masses ou constantes de couplage au condensat. On décrit brièvement dans la suite les modèles effectifs les plus courants.

Le modèle NJL (Nambu-Jona-Lasinio) [6,7] fut construit pour le nucléon, à l'origine, par analogie avec le phénomène de supraconductivité. Il s'agit d'une théorie effective qui considère les saveurs de quarks légers (ici pour simplifier u et d). Les quarks interagissent par l'intermédiaire d'une interaction de contact attractive qui n'est effective que pour des quarks d'impulsion inférieure à une coupure λ_{NJL} [6]. λ_{NJL} est de l'ordre du GeV et traduit le fait que seuls les quarks de faible impulsion interagissent fortement en QCD. Le Lagrangien de la théorie s'écrit :

$$\mathcal{L}_{NJL} = \bar{\psi}\,(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m_0)\,\psi + \frac{g_s}{2}\left[(\bar{\psi}t^{a}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma_5 t^{a}\psi)^2\right] \quad . \tag{4.7}$$

m_0 est la masse « nue » ou constituante des quarks, le second terme du Lagrangien représente l'interaction à quatre fermions et g_s est une constante de couplage effective dans laquelle les degrés de liberté n'intervenant pas à basse énergie sont figés (*i.e.* les gluons). Dans une approximation de champ moyen, on peut définir une masse effective M de la forme :

$$M = m_0 - 2g_s \cdot \langle\bar{\psi}\psi\rangle \quad . \tag{4.8}$$

6. Cette coupure est analogue à Λ_{QCD} en QCD.

Le modèle NJL est invariant chiral (si $m_0 = 0$) et l'introduction de cette masse effective M brise naturellement cette symétrie. Cependant, le modèle NJL ne permet pas d'étudier le confinement. Pour cela, il faut compléter le modèle.

Le modèle PNJL (Polyakov-Nambu-Jona-Lasinio) [8], basé sur le modèle NJL, introduit un potentiel effectif exprimé en terme de traces de la boucle de Polyakov [7] et de son conjugué. Ceci se traduit par l'ajout de deux termes dans le Lagrangien de l'équation 4.7. Un terme $-U(\Phi, \bar{\Phi}, T)$ [8] où Φ et $\bar{\Phi}$ sont les traces de la boucle de Polyakov et de son conjugué ainsi qu'un couplage des quarks au champ de jauge *via* la dérivée covariante. En l'absence de quarks, la boucle de Polyakov sert de paramètre d'ordre au déconfinement. Ainsi, le modèle PNJL permet d'étudier à la fois la transition chirale et la transition de phase vers un état déconfiné.

Le modèle sigma non linéaire [9] est une extension du modèle sigma linéaire [10] qui est une théorie effective basée sur un Lagrangien chiral des nucléons libres. Cependant, afin de conserver l'invariance chirale du Lagrangien, le terme de masse est introduit sous la forme :

$$\mathcal{L}_M = -g \left(\bar{\psi}_L W(x) \psi_R + \bar{\psi}_R W^\dagger(x) \psi_L \right) \quad , \tag{4.9}$$

avec,

$$W(x) = \sigma(x) + i \vec{\tau} \cdot \vec{\pi}(x) \quad . \tag{4.10}$$

Le champ σ, est un scalaire isoscalaire et le champ $\vec{\pi}$ est un pseudoscalaire isovecteur identifiable au pion. La brisure explicite de la symétrie chirale est introduite dans le terme dynamique du Lagrangien par l'ajout d'un potentiel construit à partir de la combinaison invariante $tr(WW^\dagger) = \sigma^2 + \vec{\pi}^2$. On choisit alors la forme la plus simple :

$$V(\sigma, \vec{\pi}) = \frac{\lambda}{4} \left(\sigma^2 + \vec{\pi}^2 - \nu^2 \right)^2 - c\sigma \quad , \tag{4.11}$$

où $\lambda > 0$, c est le paramètre qui contrôle la petite brisure explicite de la symétrie chirale, et ν^2 est le paramètre contrôlant la forme du potentiel. En effet, si $\nu^2 < 0$ la symétrie réalisée est de type Wigner (figure 4.4 (a)) et si $\nu^2 > 0$ la symétrie réalisée est de type Goldstone (figure 4.4 (b)). Il faut donc que ν^2 soit supérieur à 0 pour briser spontanément la symétrie chirale.

Les quatre paramètres (g, λ, ν^2, c) sont liés à la masse du nucléon M_N, la masse du pion m_π, la masse du sigma m_σ, et la constante de désintégration du pion f_π par les relations :

$$g = \frac{M_N}{f_\pi}, \quad \lambda = \frac{m_\sigma^2 - m_\pi^2}{2 \cdot f_\pi^2}, \quad \nu^2 = f_\pi^2 \cdot \frac{m_\sigma^2 - 3m_\pi^2}{m_\sigma^2 - m_\pi^2}, \quad c = f_\pi m_\pi^2 \quad . \tag{4.12}$$

7. La boucle de Polyakov est une matrice dans l'espace des couleurs.
8. $U(\Phi, \bar{\Phi}, T)$ s'interprète comme la pression provenant des gluons.

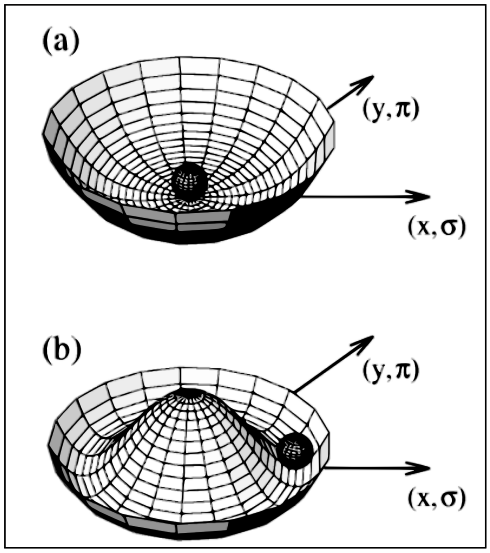


FIGURE 4.4 — Forme du potentiel dans le cadre d'une symétrie réalisée de type Wigner (a) et de type Goldstone (b).

Lorsque λ tend vers l'infini, la masse du méson sigma tend vers l'infini et ν^2 tend vers f_π. On est contraint dans le cercle chiral, ce qui revient à augmenter la force du potentiel. Les états d'excitation σ sont alors plus difficiles à atteindre et ce méson ne contribue plus au spectre. On obtient la contrainte non linéaire $\sigma^2 + \vec{\pi}^2 = f_\pi$ qui caractérise le modèle sigma non linéaire. Ce modèle permet de reproduire avec succès les résultats de QCD dans le régime des basses impulsions. Il permet notamment de calculer l'évolution du paramètre d'ordre de la transition chirale : le condensat de quarks. Enfin, le modèle de R. Rapp [11], utilisé dans la suite, est une amélioration de ce modèle qui introduit les mésons vecteurs. Le modèle est alors connecté à la théorie électrofaible pour obtenir les spectres en dileptons des mésons ρ et ω (figure 4.5).

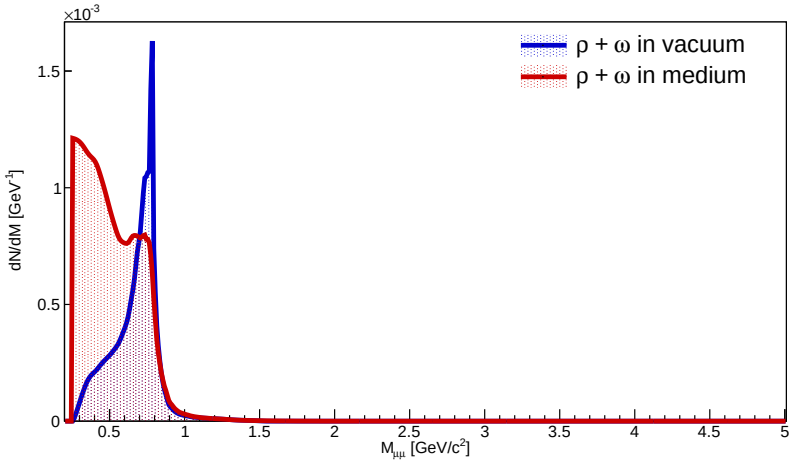


FIGURE 4.5 — Spectre en masse invariante dimuon représentant les fonctions spectrales du $\rho + \omega$ dans le vide et dans le milieu [11].

Dans ce cadre, l'extraction de la fonction spectrale du ρ est particulièrement intéressante puisqu'elle contribue à l'étude de la restauration de la symétrie chirale. Cette restauration prédite par certains modèles dont [11] induirait une modification de la largeur du ρ. Les résultats obtenus au SPS, RHIC et LHC qui seront présentés dans les sections 4.2 et 4.3 tendent à valider ce scénario.

4.1.2 Radiation thermique du QGP

La radiation thermique du QGP est une idée proposée pour la première fois par Shuryak en 1978 et publiée deux ans plus tard [12]. Tout milieu en équilibre thermique émet un rayonnement électromagnétique et le plasma de quarks et gluons n'y fait pas exception. Une des signatures possibles du QGP et observable lors de collisions d'ions lourds vient de la radiation thermique de paires de leptons. Une paire de quark anti-quark s'annihile et, couplée à un photon virtuel, donne une paire de leptons de faible impulsion dans l'état final. On peut aussi envisager la diffusion Compton de gluons sur les quarks. Aux énergies du SPS, la contribution au spectre en masse dilepton de ce processus est presque négligeable face à celle du ρ. Cependant, avec l'augmentation de la température au RHIC et au LHC, cette contribution est visible dans le spectre et constitue une signature électromagnétique intéressante du QGP. Le modèle de R. Rapp [11] prédit la forme et l'intensité de cette contribution dans le spectre en masse invariante dimuons (figure 4.6) au LHC lors de collision Pb-Pb à 2.76 TeV. La contribution de la radiation thermique du QGP est dominante à proximité du seuil ($\sim$0.2 GeV/c^2) par rapport à la contribution du ρ mais est environ huit fois plus faible que cette dernière autour de la masse du ρ dans le vide. La séparation des deux contributions est délicate et nécessite expérimentalement une très bonne résolution à basse masse ainsi qu'une grande statistique.

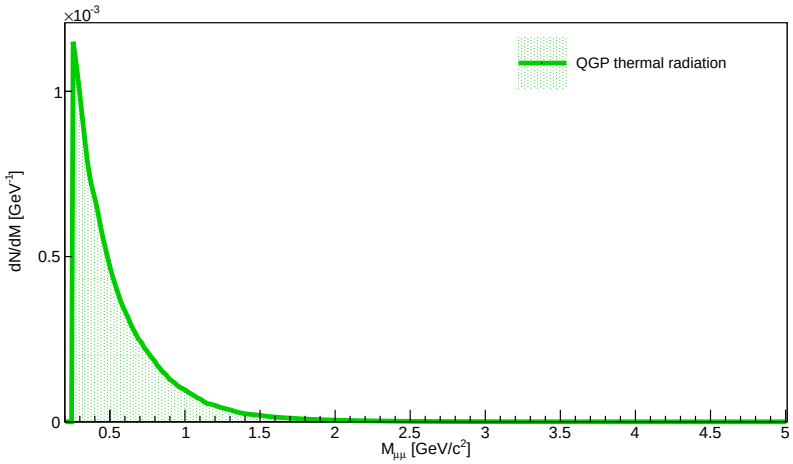


FIGURE 4.6 — Spectre en masse invariante dimuon représentant la contribution de la radiation thermique du QGP [11].

4.1.3 Production des baryons et mésons étranges en collisions d'ions lourds

4.1.3.1 L'augmentation de l'étrangeté

La production de l'étrangeté est largement étudiée dans les expériences de collisions d'ions lourds. Cette observable est proposée par Johann Rafelski et Berndt Müller en 1982 comme une sonde pertinente de la formation du QGP [13, 14]. Les arguments proposés reposent sur la différence de production des quarks s entre un gaz de hadrons et un QGP.

Le premier argument traite de la probabilité de production des quarks s et donc par extension des hadrons étranges. Dans le gaz hadronique, les hypérons (h_s) sont produits dans des collisions binaires par des processus du type direct ($\pi + \pi \rightarrow \pi + \pi + h_s + \bar{h}_s$) ou indirect ($\pi + n(p) \rightarrow K + \Lambda$ puis $\pi + \Lambda \rightarrow K + \Xi$, $\pi + \Xi \rightarrow K + \Omega$). Les mésons étranges sont aussi produits par des réactions comme $\pi + \pi \rightarrow K + K$. Pour la production directe, la conservation du nombre baryonique pour les hypérons ou plus largement la conservation de l'étrangeté impose la production simultanée d'une particule et d'une anti-particule étranges. Le seuil de réaction est de l'ordre de deux fois la masse du hadron au repos soit 2230 MeV/c^2 pour $\Lambda + \bar{\Lambda}$, 2642 MeV/c^2 pour $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ et 3344 MeV/c^2 pour $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$. Concernant la production d'une paire de mésons K, le seuil en énergie nécessaire est proche du GeV, soit 710 MeV. Pour la production indirecte, l'étrangeté est générée par production de hadrons légers puis par réactions successives des produits intermédiaires. Le seuil en énergie de la réaction globale est un peu plus faible dans ce cas soit environ 1810 MeV. Dans les deux cas, les seuils sont très supérieurs à ceux attendus pour la production de paires de quarks s dans le QGP. En effet, les mécanismes attendus dans ce cas sont la fusion de gluons (figure 4.7 (a), (b) et (c)) et l'annihilation de paires de quarks (figure 4.7 (d)).

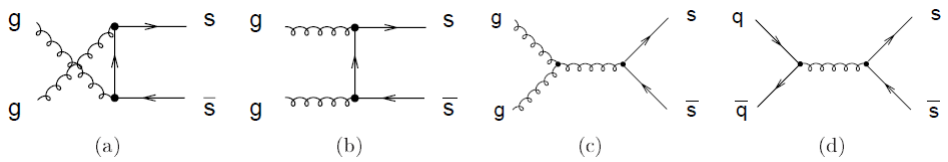


FIGURE 4.7 – Diagrammes de Feynman, en QCD perturbative (au premier ordre) pour la production de quarks étranges dans un QGP.

La thermalisation du plasma, du moins pour les quarks légers (u, d, s), accompagnée de la restauration de la symétrie chirale font des quarks les degrés de liberté du système. La production d'étrangeté est donc réduite à la production de paires de quarks étranges prises à la masse nue soit environ 200 MeV/c^2. La fusion de gluons est le mécanisme dominant par rapport à la fusion de quarks. En effet, les sections efficaces sont respectivement de 0.6 mb et 0.25 mb[9] [15]. Toutefois, ce propos doit être nuancé si on considère les réactions faisant intervenir les résonances comme : $\Delta + \pi \rightarrow \pi + K + \Lambda$ dans le gaz hadronique. Le seuil en énergie est alors comparable à celui requis dans le QGP. On

9. Pour une masse du quark étrange de 100 MeV/c^2 et une constante de couplage de 0.5.

peut donc s'attendre aussi à une augmentation de la production d'hypérons dans le gaz hadronique.

Le second argument traite du processus d'équilibration de l'étrangeté. Dans le QGP, ce processus est rapide (de l'ordre de 10 fm/c) et permet de saturer le milieu en étrangeté sans autoriser la destruction des hadrons étranges par processus dynamique comme cela peut être le cas dans le gaz hadronique. En effet, dans le cas du gaz de hadrons, le temps d'équilibration est environ 3 à 5 fois plus long, notamment pour la filière de production indirecte. On s'attend donc à une production d'étrangeté plus abondante dans le cas du QGP.

En suivant les arguments présentés, on s'attend bien à une augmentation de la production de hadrons étranges dans le cadre de la formation d'un QGP par rapport à un gaz hadronique. La présence d'un QGP favorise d'autant plus la production de baryons que ces derniers contiennent des quarks étranges. On prévoit donc une hiérarchisation de l'augmentation de la production de ces baryons en fonction du nombre de quarks s qu'ils contiennent allant de la plus grande augmentation pour le Ω à la plus faible pour le Λ. Pour les mésons, l'un d'entre eux présente des propriétés intéressantes : le méson Φ ($s\bar{s}$). L'étude de l'augmentation de l'étrangeté *via* l'étude du méson Φ est proposée pour la première fois par A. Shor en 1985 [16]. Les arguments avancés en faveur de ce signal sont :

- la section efficace du Φ est faible en collisions inélastiques et élastiques. Il interagit donc très peu avec le gaz de hadrons ;
- d'après la règle d'OZI (Okubo-Zweig-Iizuka) [17], la production directe d'un méson Φ est interdite en collision hadronique classique car le nucléon ne possède pas de quark s de valence [10]. De plus, dans le canal dimuons, il n'est le produit de désintégration d'aucune particule. En présence d'un QGP, A. Shor prédit une violation de la règle d'OZI par le méson Φ et donc une augmentation de sa production par rapport aux mésons ρ et ω.

L'étude des mésons vecteurs de basses masses permet l'accès au rapport $\Phi/(\rho+\omega)$ et donc au rapport $s\bar{s}/(d\bar{d}+u\bar{u})$. On peut donc quantifier l'augmentation de la production d'étrangeté liée à la présence d'un QGP en comparant ce rapport en collisions p-p et A-A ou en étudiant sa dépendance en centralité. Pour finir, le Φ peut être étudié dans le canal leptonique (électronique et muonique) ou hadronique (principalement K^+K^-). Le canal muonique est celui utilisé dans ce travail de thèse. Il présente l'avantage de ne posséder qu'une voie unique ou du moins extrêmement majoritaire de désintégration du Φ : $\Phi \to \mu^+\mu^-$ contrairement au canal électronique.

10. L'absence de quark s de valence dans le nucléon implique des lignes de quarks discontinues dans le diagramme de production du Φ.

4.2 Les résultats expérimentaux sur les mésons vecteurs de basses masses du SPS au LHC

Les différentes sondes citées précédemment ont été étudiées au SPS, au RHIC et, plus récemment, au LHC. Afin de fixer le contexte de la mesure réalisée dans ce travail de thèse, ces résultats sont brièvement présentés.

4.2.1 Excès en dileptons à basse masse et étude de la fonction spectrale du ρ

Les mésons vecteurs de basses masses ont été largement étudiés au SPS. Les résultats obtenus par l'expérience NA45/CERES en collisions Pb-Au à 158 A.GeV (figure 4.8) sont les premiers à mettre en évidence un excès en dileptons dans la région des basses masses [18]. Le spectre en masse est obtenu dans le canal diélectrons et ajusté avec les différentes contributions hadroniques possibles (figure 4.8 à gauche). La forme de ces contributions ne tient compte ni des effets dus au QGP ni de la restauration de la symétrie chirale et le spectre présente un excès visible dans la région $200 < M_{e^+e^-} < 700$ MeV/c^2. En comparaison, aucun excès n'avait été observé en collision p-A à 450 GeV. L'augmentation observée dans cette fenêtre en masse en collisions Pb-Au par rapport aux collisions p-Au est de $2.6 \pm 0.5 \pm 0.6$. Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour expliquer cet excès (figure 4.8 à droite) qui est attribué à des effets de milieu liés à la présence d'un QGP et à la restauration de la symétrie chirale (voir section 4.1.1).

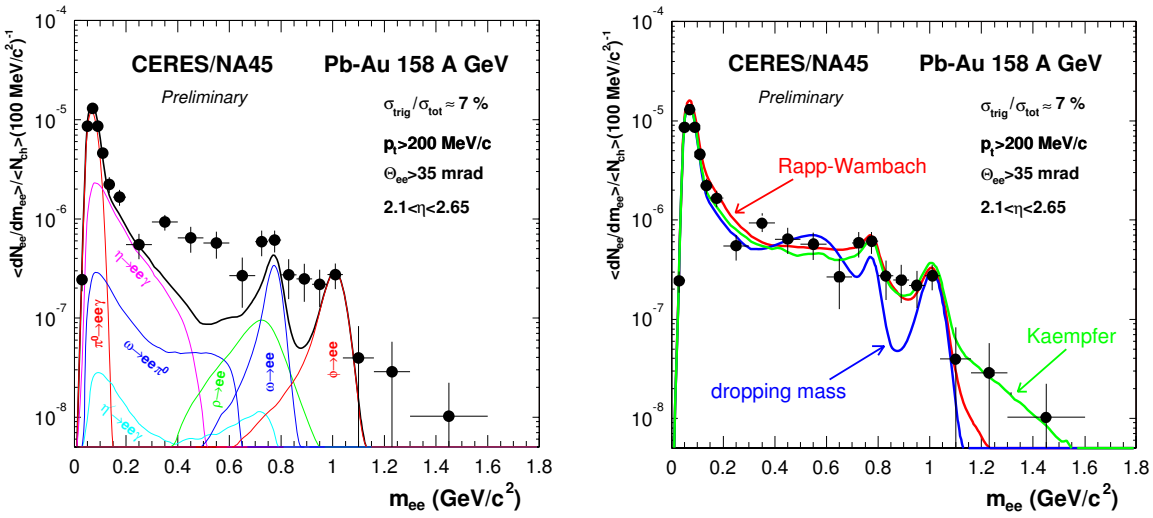


FIGURE 4.8 — Spectre en masse invariante diélectrons de l'expérience NA45/CERES en collisions Pb-Au à 158 A.GeV ajusté avec un « cocktail » hadronique (gauche). Le spectre en masse obtenu est comparé à des modèles théoriques impliquant soit une diminution (courbe bleue), soit un élargissement (courbes rouge et verte) de la masse du ρ [18].

On distingue deux scénarii : une diminution de la masse du ρ ou « dropping mass » (courbe bleue) et un élargissement de la masse du ρ (courbes verte et rouge). Pour

ce dernier, les deux modèles se distinguent par la prise en compte (Kaempfer) ou non (Rapp-Wambach) du rayonnement thermique du ρ [11] dans les calculs mais reproduisent de façon satisfaisante l'excès observé. Le scénario de « dropping mass » semble moins plausible que ses concurrents mais les erreurs statistiques et systématiques de la mesure ne permettent pas d'être plus conclusif.

La mesure de NA60 en collisions In-In dans le canal dimuons a permis de mesurer un excès similaire à celui de NA45/CERES et de contraindre les modèles théoriques (figure 4.9) [19]. Le scénario de « dropping mass » est exclu (courbe verte) alors que celui de l'élargissement de la masse du ρ (courbe bleue) reproduit, tout du moins qualitativement, l'excès observé.

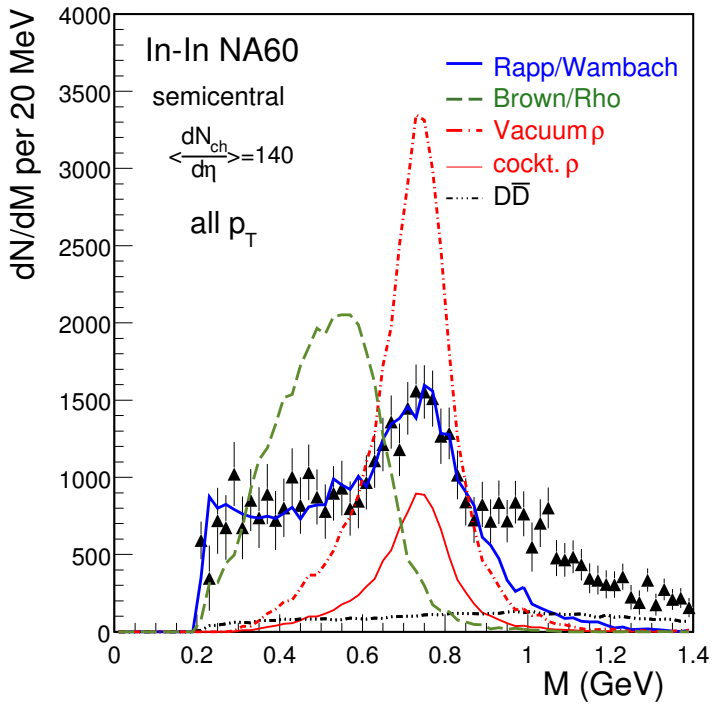


FIGURE 4.9 — Excès mesuré par NA60 lors de collisions In-In semi-centrales comparé à deux modèles théoriques [19]. La courbe bleue correspond à une hypothèse d'élargissement de la masse du ρ, et la courbe verte à une hypothèse de diminution de la masse du ρ. La courbe rouge en trait plein représente le ρ dans le vide et la courbe en pointillés rouges est à la contribution du « cocktail » hadronique. La courbe noire en pointillés correspond la contribution du charme ouvert.

Par la suite, une amélioration des modèles a permis de reproduire très fidèlement cet excès (figure 4.10) [20]. On note ici la présence de différentes contributions :

— les ρ primordiaux (trait noir plein) qui sont une source de dileptons non thermiques et sont produits par processus durs. Ils traversent le milieu sans interagir ;

11. Ce rayonnement thermique provient de la réaction : $\pi^+\pi^- \to \rho \to e^+e^-$.

— le processus Drell-Yann (courbe cyan) est une annihilation quark/anti-quark donnant deux leptons dans l'état final *via* un photon virtuel. Ce processus est produit lors d'interactions nucléons-nucléons à la collision des noyaux et est dominant à haute masse ($M > 3$ GeV/c^2) aux énergies du SPS. Au LHC, la contribution de cette source est négligeable dans la région des basses masses ;
— la contribution des effets de milieu à la fonction spectrale du ρ (courbe rouge) qui provient des interactions des mésons ρ avec la matière hadronique chaude. Cette contribution inclut notamment la régénération du ρ donnant lieu à une radiation thermique de dileptons par : $\pi^+\pi^- \to \rho \to e^+e^-$;
— le mélange chiral du ρ et du a_1 faisant intervenir l'annihilation de quatre pions. Cette contribution est directement liée à la symétrie chirale et sa restauration mais elle reste de faible intensité ;
— la radiation thermique du QGP et la contribution du charme ouvert $D\bar{D}$ (courbe jaune) ;
— la contribution des ρ qui ne se sont pas désintégrés avant le gel thermique (notée FO) ajoutée à la contribution des effets de milieu (courbe noire).

Au LHC, les deux contributions majoritaires sont les effets de milieu et la radiation thermique du QGP. Elles seront étudiées dans le cadre de la mesure d'ALICE dans les sections suivantes et les formes de ces contributions proviennent du modèle présenté dans la figure 4.10. Concernant les données de NA60, d'autres modèles ont aussi été utilisés pour ajuster l'excès comme les modèles développés dans les références [21, 22].

L'étude du spectre à basses masses et la mesure de l'excès leptonique ont aussi été réalisées au RHIC par les expériences STAR (figure 4.11 à gauche) et PHENIX (figure 4.11 à droite) en collisions Au-Au à 200 GeV dans le canal diélectrons. Les deux mesures montrent un excès dans la région des basses masses pour $0.4 < M_{e^+e^-} < 0.8$ GeV/c^2 et mettent en évidence des effets de milieu similaires à ceux observés au SPS. Cependant, les deux mesures ne sont pas en accord pour le moment. L'excès observé par PHENIX est supérieur à celui observé par STAR. L'ajout du Hadron Blind Detector (HBD) à l'expérience PHENIX devrait améliorer la mesure et permettre de mieux comprendre la différence observée entre les deux expériences du RHIC. L'analyse est en cours et pour le moment, seul le spectre en collision semi-centrale a été présenté publiquement.

L'expérience ALICE est en mesure de reproduire des analyses similaires à celles faites au SPS et au RHIC dans les canaux diélectrons et dimuons à une énergie dans le centre de masse très supérieure à celle des expériences précédentes. Les résultats obtenus dans le canal dimuons sont présentés dans la suite.

4.2.2 Etude de la production d'étrangeté

Comme on l'a déjà évoqué, l'augmentation de l'étrangeté fait partie, historiquement, des observables les plus populaires pour sonder l'existence et les propriétés d'un QGP. En conséquence, elle a largement été étudiée par les expériences du SPS, du RHIC et plus récemment du LHC.

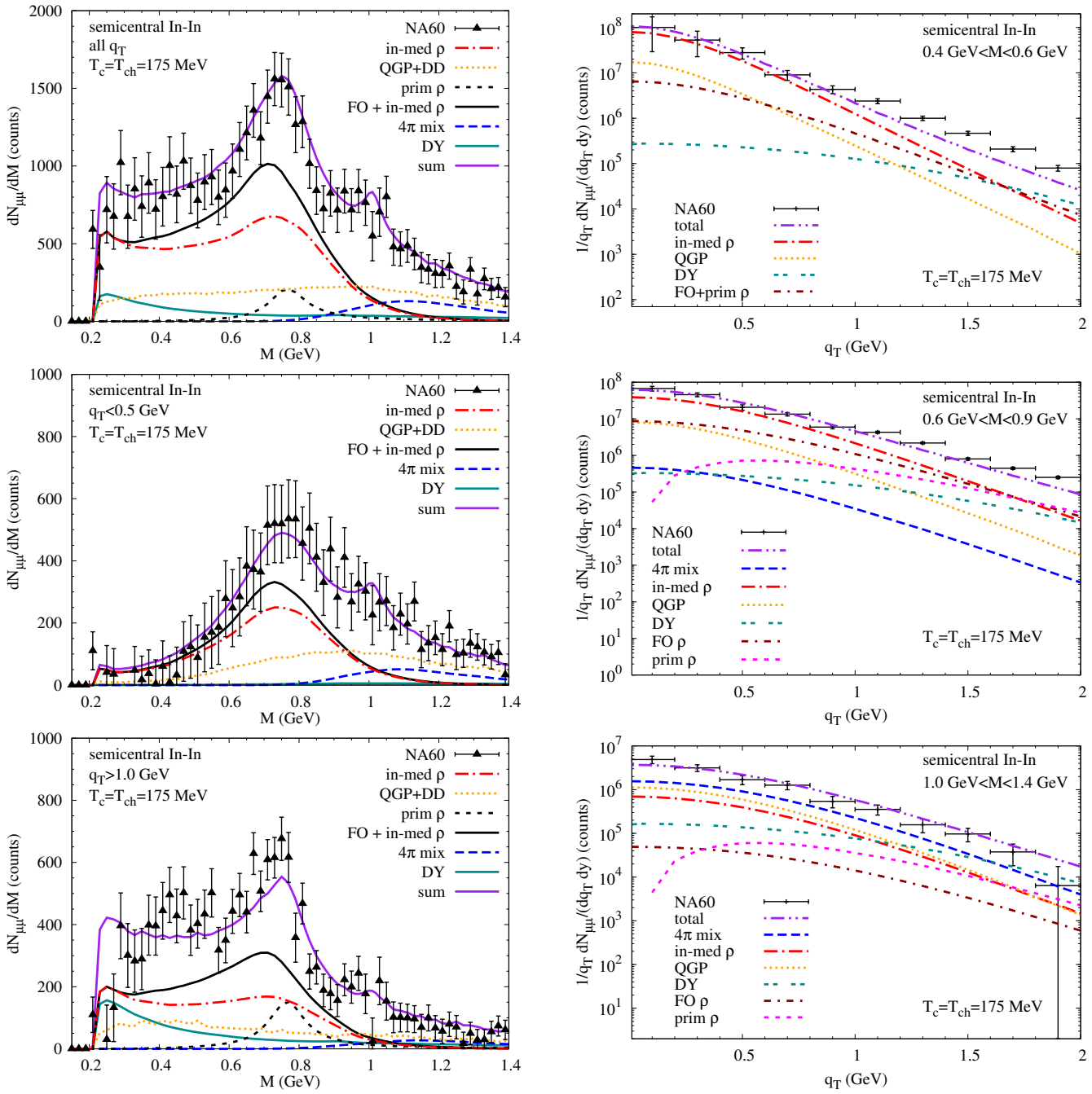


FIGURE 4.10 — Mesure dans la région des basses masses de l'excès en dileptons fournie par NA60 en collisions In-In semi-centrales à 158 A.GeV. Le modèle de R. Rapp est comparé au spectre en masse invariante pour différentes sélections en impulsion transverse (gauche) et à la distribution en impulsion transverse corrigée de l'acceptance pour différentes tranches en masse invariante (droite) de l'excès [20].

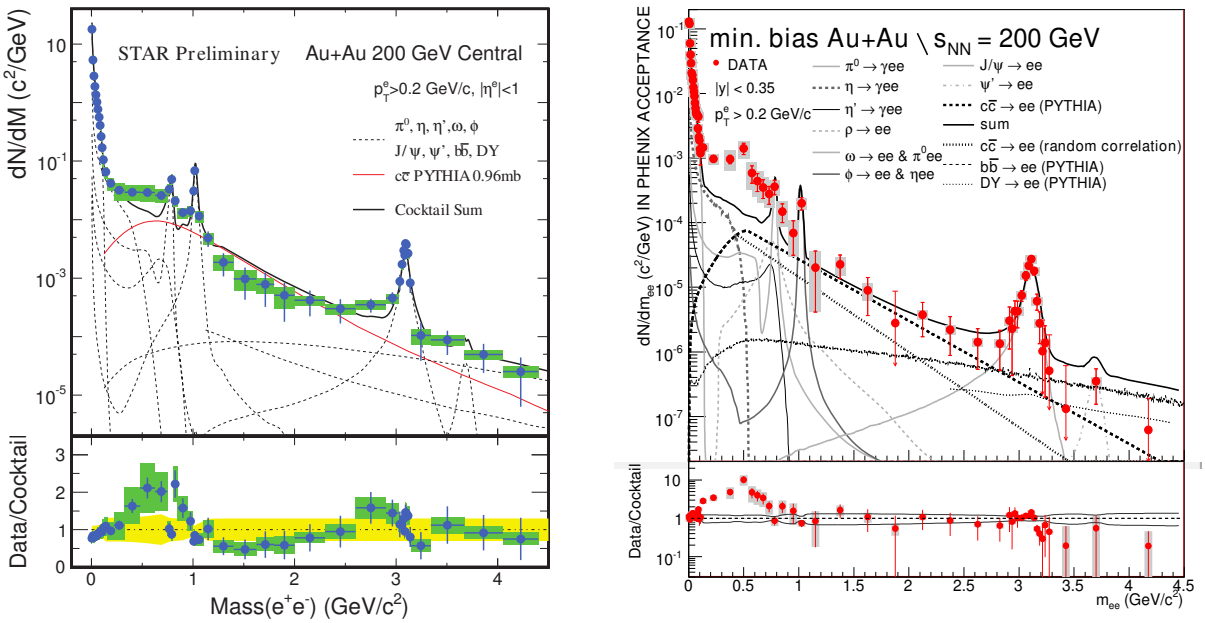


FIGURE 4.11 — Spectre en masse diélectron ajusté par un « cocktail » hadronique fourni par STAR (gauche) [23] et PHENIX (droite) [24].

Les principaux résultats sur le renforcement de l'étrangeté en collisions d'ions lourds par rapport aux collisions p-p ou p-A sur les baryons Λ, Ξ et Ω sont résumés dans la figure 4.12. Les symboles vides représentent les mesures faites par STAR (couleurs foncées) [25] en collisions Au-Au à 200 GeV et NA47 (couleurs claires) [26] en collisions Pb-Pb à 17.3 GeV. Les symboles pleins sont les mesures préliminaires d'ALICE en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. Comme attendu, par comparaison aux collisions p-p ou p-A, le renforcement est hiérarchisé pour les baryons Ω, Ξ et Λ et la production de baryons triplement étranges est plus favorisée que celle des baryons simplement étranges. Ces phénomènes sont observés quelle que soit l'énergie dans le centre de masse et les mesures sont bien reproduites, en particulier pour les collisions les plus centrales, par les modèles thermiques statistiques[12]. Cependant, plus l'énergie est grande et plus le renforcement observé est petit. Au LHC, il tend même à saturer pour les collisions les plus centrales pour certains baryons. Cette atténuation s'explique par le phénomène de « suppression canonique » intervenant en collisions p-p [27, 28]. En effet, en traitant les collisions p-p comme un système à l'équilibre dans l'ensemble statistique adapté (*i.e.* l'ensemble canonique), la conservation des nombres quantiques doit être exacte et impose la création d'une anti-particule pour toute particule créée. Ainsi, la production de quarks étranges est défavorisée à basse énergie car une paire $s\bar{s}$ est plus coûteuse à produire qu'une paire de quarks plus légers. Cependant, en augmentant l'énergie dans le centre de masse, on peut relâcher cette contrainte et produire plus de quarks étranges. Par conséquent, plus l'énergie dans le centre de masse est importante, plus la production de l'étrangeté dans le système de réference (p-p ou p-A) est grande. La production de paires

12. Ces modèles se placent dans l'ensemble grand canonique.

$s\bar{s}$ augmentant dans le système de reférence en fonction de l'énergie, le renforcement de l'étrangeté observé est moins important.

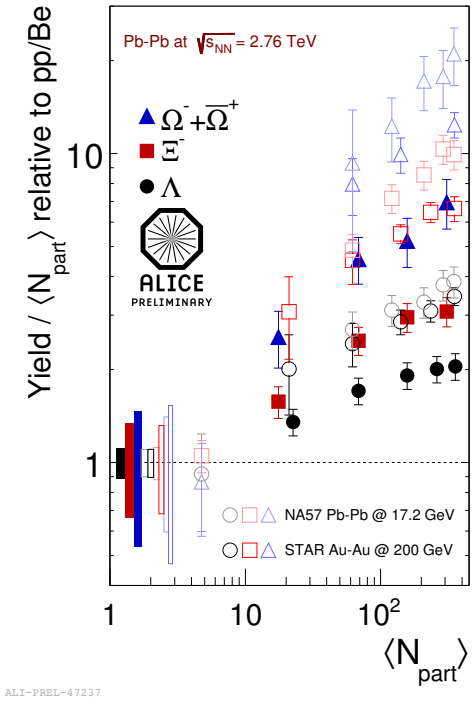


FIGURE 4.12 – Renforcement d'étrangeté en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ mesuré par ALICE en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV (symboles pleins), STAR en collisions Au-Au à 200 GeV [25] (symboles vides foncés) et NA57 en collisions Pb-Pb à 17.3 GeV (symboles vides clairs).

Le méson Φ a été, lui aussi, largement étudié dans les expériences NA38, NA50 [29] et NA60 [30] au SPS et dans STAR [31, 32] et PHENIX [33, 34] au RHIC. Dans le canal dimuons, NA38 et NA45 ont mesuré le rapport $\Phi/(\rho+\omega)$ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ (figure 4.13 gauche) et du p_T (figure 4.13 droite). On observe une augmentation du rapport en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$, qui s'explique par une production plus importante de quarks étranges par rapport aux quarks plus légers. En fonction du p_T, le rapport est constant et ne dépend que du système considéré. Une telle mesure a été réalisée dans ALICE à 2.76 TeV et sera comparée à ces mesures.

Enfin, ALICE a pu mesurer le facteur de modification nucléaire R_{AA} (voir section 1.5.3) d'un grand nombre de baryons et mésons étranges en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV (figure 4.14). Les mesures sont données à mi-rapidité et pour les événements les plus centraux. Le méson Φ est ici étudié dans le canal di-kaons. À l'exception du baryon Ω, on observe une suppression de tous ces hadrons en fonction du p_T. Cette dernière est moins importante pour les p_T intermédiaires et on assiste même à une augmentation pour le Ω.

Pour conclure, la mesure des mésons vecteurs de basses masses permet d'étudier une large gamme d'observables liées à la restauration de la symétrie chirale et à la formation du QGP. Les mesures faites dans différents canaux de désintégration dans ALICE pourront

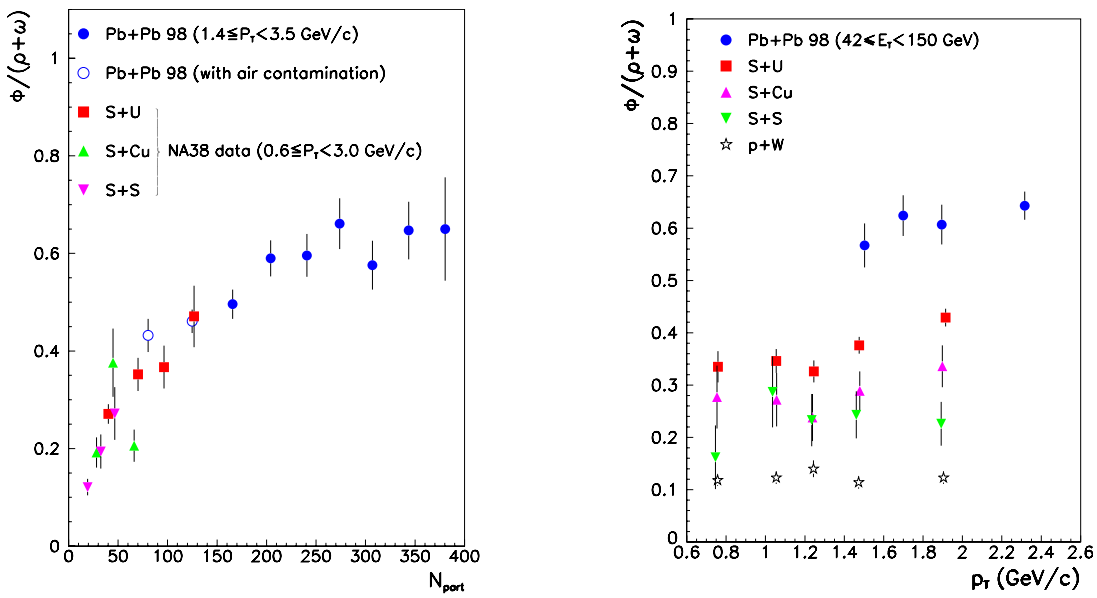


FIGURE 4.13 — Rapport $\Phi/(\rho+\omega)$ mesuré dans différentes collisions par NA38 et NA50 en fonction du nombre moyen de participants $\langle N_{\text{part}}\rangle$ (gauche) et de l'impulsion transverse p_T (droite) [29].

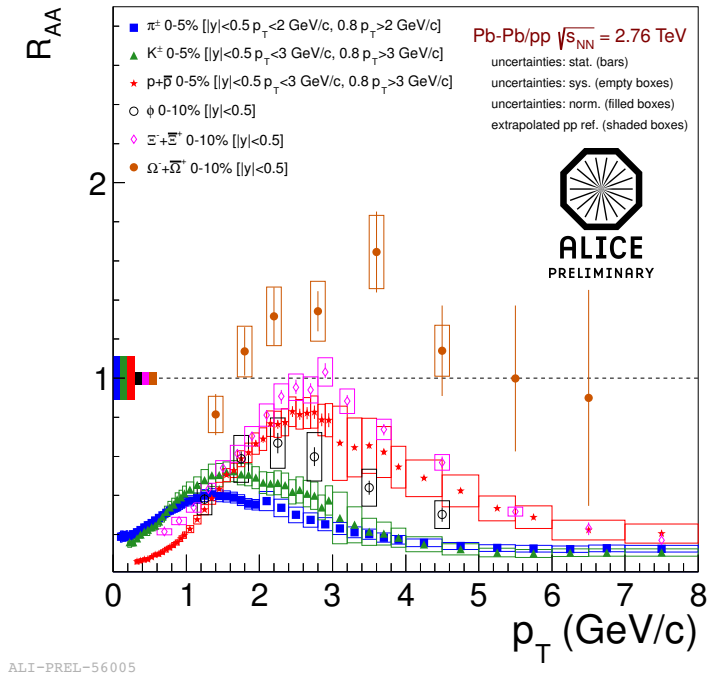


FIGURE 4.14 — Facteur de modification nucléaire R_{AA} des baryons et mésons étranges et légers en fonction du p_T en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV.

être comparées aux mesures pré-existantes et aux modèles théoriques afin d'étendre notre compréhension de la physique des ions lourds et du QGP. Ce sera l'objet de la section 4.3

qui dressera le bilan de ce travail de thèse effectué sur les mésons vecteurs de basses masses.

4.3 L'analyse des résonances de basses masses en Pb-Pb

Cette analyse a pour but l'étude des mésons vecteurs de basses masses dans le canal dimuons. La technique d'analyse employée, les différentes coupures appliquées ainsi que les résultats obtenus seront présentés dans la suite. Pour cela, une méthode spécifique a été développée. La structure du programme employé est présentée en figure 4.15. L'étude présentée dans ce chapitre utilise les AODs muons de la deuxième passe de reconstruction. La même procédure est utilisée pour extraire les informations nécessaires des données et des différentes productions Monte Carlo. La stratégie d'analyse est divisée en quatre grandes étapes :

- Extraction d'arbres de données (*TTree*) contenant toutes les informations sur les événements ayant passé la sélection physique et étant rattachés aux conditions de déclenchement requises (1) ;
- Lecture des événements ainsi obtenus et sélection des muons passant les coupures de l'analyse, pour reconstruire les spectres en masse invariante dimuon brutes (2) ;
- Soustraction du bruit de fond et extraction des formes des résonances et des facteurs de corrections d'acceptance et d'efficacité (3) ;
- Ajustement du spectre final (signal) et extraction des résultats concernant les mésons ρ, ω et Φ (4).

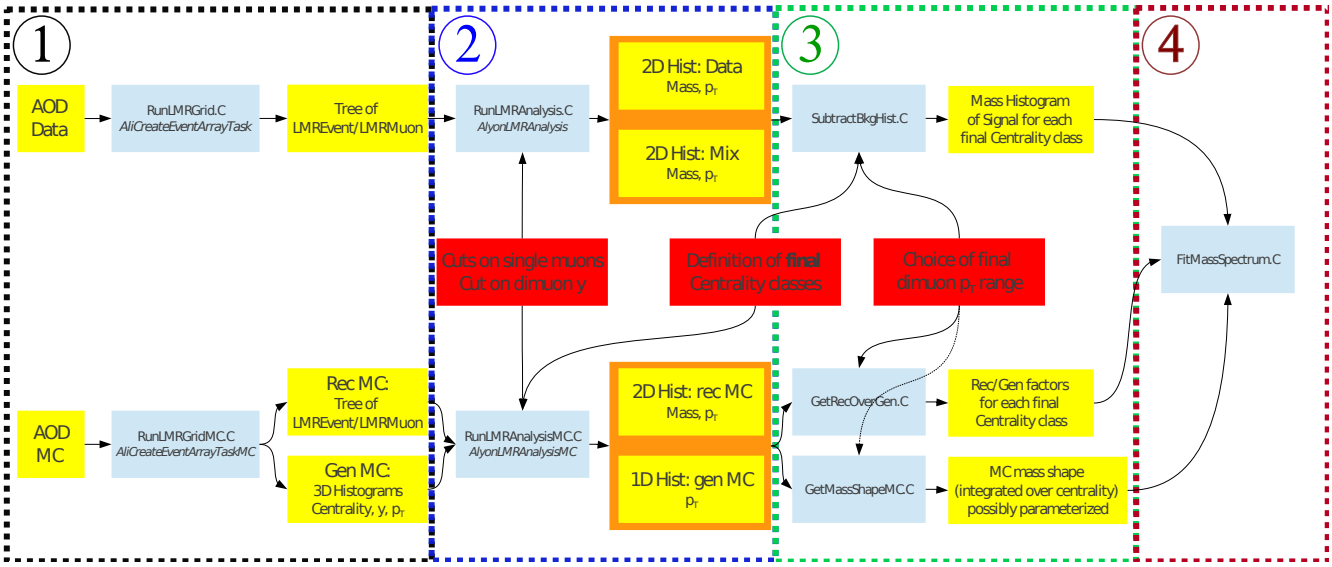


FIGURE 4.15 — Structure du programme d'analyse développé à Lyon pour l'analyse des mésons vecteurs de basses masses.

Cette analyse s'inscrit dans un effort du groupe d'analyse d'ALICE des dimuons de basses masses, en vue d'une publication dans une revue scientifique. Les résultats présentés ici reflètent l'état actuel de cet effort.

4.3.1 Caractérisation du spectre en masse invariante dimuon

Dans cette section, on s'intéresse aux processus contribuant au spectre en masse invariante dimuon pour une masse $M_{\mu^+\mu^-}$ inférieure à 10 GeV/c^2. On classe ces processus en deux catégories : les sources corrélées et celles non-corrélées. Les premières sources constituent le signal et les secondes ce que nous appelerons le bruit de fond.

4.3.1.1 Les sources de dimuons corrélées

Les sources corrélées contribuant au spectre en masse invariant dimuon peuvent être classées en trois catégories distinctes.

Les désintégrations à deux corps concernent les mésons ρ, ω, Φ, η, J/ψ et ψ'. Chacun de ces mésons se désintègre en une paire $\mu^+\mu^-$ via un photon virtuel. On retrouve dans cette catégorie les trois mésons qui nous intéresseront par la suite : le ρ, le ω et le Φ.

Les désintégrations Dalitz à trois corps concernent les mésons ω, η et η' dans les canaux suivants :

- $\omega \to \mu^+\mu^-\pi^0$;
- $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$;
- $\eta' \to \mu^+\mu^-\gamma$.

Ces trois processus contribuent au spectre essentiellement à très basse masse (*i.e.* $M_{\mu^+\mu^-} < 0.7$ GeV/c^2).

Les caractéristiques des mésons de ces deux premières sources sont résumées dans le tableau 4.1.

Les désintégrations semi-leptoniques « simultanées » des mésons charmés et/ou beaux sont la contribution majeure au signal corrélé obtenu dans le canal dimuon. Aux énergies du LHC, la contribution du charme ouvert est dominante par rapport à celle de la beauté.

Les paires $c\bar{c}$ sont majoritairement produites par fusion de gluons (les diagrammes de Feynman impliqués sont équivalents à ceux en figure 4.7) et leur fragmentation conduit à la formation d'une paire de mésons charmés (par exemple D^+D^-). Les désintégrations simultanées dans un canal semi-leptonique, des deux mésons ainsi formés, sont dans cet exemple du type :

$$\begin{cases} D^+ \to \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \\ D^- \to \mu^- + K^0 + \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

On obtient donc dans l'état final deux muons corrélés de signes opposés. Le mécanisme de fusion de gluons est dominant puisque sa contribution représente 90% du charme ouvert

Tableau 4.1 — Masses, canaux de désintégration et rapports d'embranchement des mésons contribuant au spectre en masse invariante dimuon en dessous de 10 GeV/c^2 [35].

Particule	Masse [MeV/c^2]	Canal de désintégration	Rapport d'embranchement [%]
η'	957.78 ± 0.06	$\mu^+\mu^-\gamma$	$(1.09 \pm 0.27)\times 10^{-4}$
η	547.853 ± 0.024	$\mu^+\mu^-\gamma$ $\mu^+\mu^-$	$(3.1 \pm 0.4)\times 10^{-4}$ $(5.8 \pm 0.8)\times 10^{-6}$
ρ	775.49 ± 0.34	$\mu^+\mu^-$	$(4.55 \pm 0.28)\times 10^{-5}$
ω	782.65 ± 0.12	$\mu^+\mu^-\pi^0$ $\mu^+\mu^-$	$(1.3 \pm 0.4)\times 10^{-4}$ $(9.0 \pm 3.1)\times 10^{-5}$
Φ	1019.455 ± 0.020	$\mu^+\mu^-$	$(2.87 \pm 0.19)\times 10^{-4}$
J/ψ	3096.916 ± 0.011	$\mu^+\mu^-$	5.93 ± 0.06
ψ'	3686.109 ± 0.013	$\mu^+\mu^-$	$(7.8 \pm 0.17)\times 10^{-3}$

total. En effet, les baryons charmés (Λ_c, Ξ_c et Ω_c) contribuent eux aussi à la formation de muons corrélés mais dans une bien moins grande proportion.

La beauté ouverte, bien qu'ayant une contribution plus faible que le charme ouvert, est aussi une source de muons corrélés. Les mésons B sont l'analogue beau des mésons D et peuvent produire eux aussi une paire de muons corrélés dans l'état final. À cela, il faut ajouter la corrélation possible entre un muon d'un méson beau et d'un méson charmé. En effet, les mésons beaux peuvent aussi se désintégrer comme :

$$\begin{cases} B^+ \to \bar{D}^0 + l^+ + \nu_l, \text{ avec } \bar{D}^0 \to l^- + X \\ B^- \to D^0 + \pi^-, \text{ avec } D^0 \to l^+ + X \end{cases}$$

Une paire $b\bar{b}$ initiale produisant deux mésons beaux, l'un de ces mésons peut se désintégrer en un méson charmé. Dans l'état final, on peut alors trouver deux muons corrélés car ils sont issus de la même paire de quarks à l'origine. Dans le cas où les deux mésons beaux se désintègrent en mésons charmés, il est possible d'obtenir trois muons corrélés dans l'état final. Il est donc probable pour de telles désintégrations d'avoir une contribution dans le spectre en masse dimuon reconstruit avec des muons de même signe et/ou de muons de signes opposés.

4.3.1.2 Les sources de dimuons non-corrélés

Les paires composées de muons non-corrélés sont responsables d'un continuum supplémentaire visible dans le spectre en masse invariant dimuons qui s'ajoute aux sources corrélées. De telles sources ont pour origine :

— les muons provenant de deux sources de signaux non-corrélés. Ceci est le cas de muons issus la désintégration de mésons charmés et/ou beaux qui ne proviennent pas de la même paire $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ initiale ;

— les désintégrations semi-leptoniques des pions et kaons qui peuvent produire fortuitement deux muons dans l'acceptance du spectromètre à muons d'ALICE. Cette source est largement majoritaire.

Le bruit de fond issu de ces muons non-corrélés doit être soustrait au spectre. Pour cela, on emploiera la technique du mélange des événements développée en 4.3.4.

4.3.2 Conditions globales de l'analyse des mésons vecteurs de basses masses

Dans cette section seront détaillées les sélections appliquées sur les événements et les traces muons correspondant à l'étape (1) de la figure 4.15.

4.3.2.1 Conditions de déclenchement

Le système de déclenchement du spectromètre à muons d'ALICE a été décrit dans la section 2.2.5.4. On s'intéressera dans cette analyse aux événements qui remplissent les conditions de déclenchement MUL et MLL. Ceci signifie qu'on analysera uniquement les événements contenant au moins deux muons (de même signe ou non) dans l'acceptance du spectromètre et ayant passé la coupure de basse impulsion dans les chambres de déclenchement ($p_{T_{trig}} \sim 1$ GeV/c). Les informations relatives à cette coupure et aux critères qu'elle impose sur les muons sont disponibles dans l'annexe B. Le premier rôle de cette coupure consiste à limiter le taux de déclenchements quand la luminosité délivrée par le LHC devient trop grande. Sans cela, la seule présence de l'absorbeur en amont du spectromètre et ses dimensions imposent déjà un seuil de 0.5 GeV/c en impulsion transverse qui correspond à des taux de déclenchements dans les chambres de 30 à 500 Hz [36]. La coupure $p_{T_{trig}}$ est en même temps utilisée pour rejeter les muons de basse impulsion qui représentent la partie dominante des désintégrations des pions et des kaons et est ajustable en fonction des prises de données. Pour l'analyse dans la région des basses masses, on obtient $1.715 \cdot 10^7$ événements pour le déclenchement MUL et $1.993 \cdot 10^7$ (figure 4.16 à gauche) événements pour le déclenchement MLL (figure 4.16 à droite) pour une gamme en centralité de 0-90%.

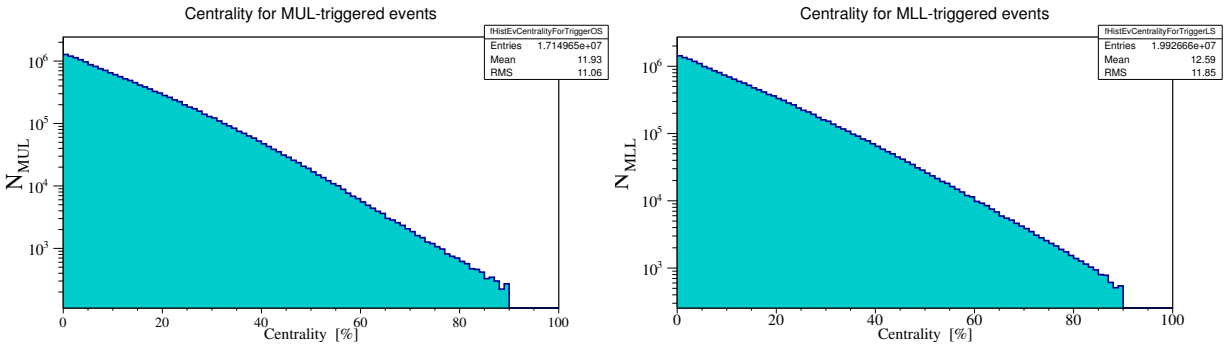


FIGURE 4.16 — Nombre d'événements ayant rempli les conditions de déclenchement MUL (gauche) et MLL (droite) en fonction de la centralité.

4.3.2.2 Qualité des périodes de prises de données sélectionnées

La période de prise de données LHC11h (collisions Pb-Pb, deuxième passe de reconstruction) et les sous-périodes allant des runs 167713 à 170593 sont utilisées dans l'analyse suivante. Avant toute analyse physique, la qualité de chaque sous-période de prise de données est vérifiée pour chaque détecteur par les experts QA (Quality Assurance) correspondants. Toute anomalie sur les conditions de ces prises de données est alors reportée dans une base de données [37]. À partir de ces informations et après la reconstruction des données, une liste des sous-périodes utilisables pour les analyses de physique est extraite et integrée dans la RCT (Run Condition Table) [38] où figurent de multiples informations comme la valeur des champs magnétiques, le nombre d'interactions de biais minimum, le nombre d'interactions avec un muon détecté, la liste des détecteurs ayant participé à la prise de données ainsi que d'éventuelles remarques sur la configuration des détecteurs. À partir de cette liste, les experts du spectromètre à muons vérifient si l'utilisation de ces sous-périodes est possible ou non pour les analyses de physique avec le spectromètre. Pour cela, un certain nombre de variables clés sont examinées comme le nombre moyen de « cluster » par trace et par chambre (figure 4.17). Lorsque ce nombre moyen est supérieur à 0.9, le détecteur fonctionne dans une configuration pratiquement nominale et la sous-période est propre pour l'analyse. Dans le cas contraire, des simulations adaptées pour les corrections d'acceptance et d'efficacité sont nécessaires. Si les pertes d'efficacité ne sont pas bien comprises, ou si la sous-période a servi à la mesure de la luminosité, ils ne sont pas utilisables pour la physique [39]. La liste des 136 sous-périodes utilisées par la suite est fournie en annexe C.

4.3.2.3 Sélection des événements

Contrairement à ce qui a été présenté dans le chapitre 3, cette analyse s'inscrit dans le cadre classique de toutes les analyses faites dans ALICE. La sélection physique standard est appliquée aux événements. En quelques mots, la première étape consiste à choisir le déclencheur (MUL et MLL dans notre cas). Le déclenchement doit avoir eu lieu en coïncidence avec le croisement des deux faisceaux au niveau du point d'interaction. Les événements faisceau-gaz sont identifiés et supprimés à l'aide du VZERO (voir chapitre 2). Le détecteur ZDC, quant à lui, permet le rejet des interactions purement électromagnétiques, mais aussi l'élimination de toutes les collisions satellites (voir chapitre 3). Plus de détails sur la sélection physique des événements dans ALICE peuvent être trouvés à la référence [40].

4.3.3 Sélection des muons et reconstruction des spectres en masse invariante dimuon

La différentiation du signal et du bruit de fond dans cette analyse est particulièrement délicate. Afin de maximiser le rapport signal sur bruit, il est nécessaire d'imposer certaines sélections aux muons utilisés dans la reconstruction du spectre en masse invariante dimuons.

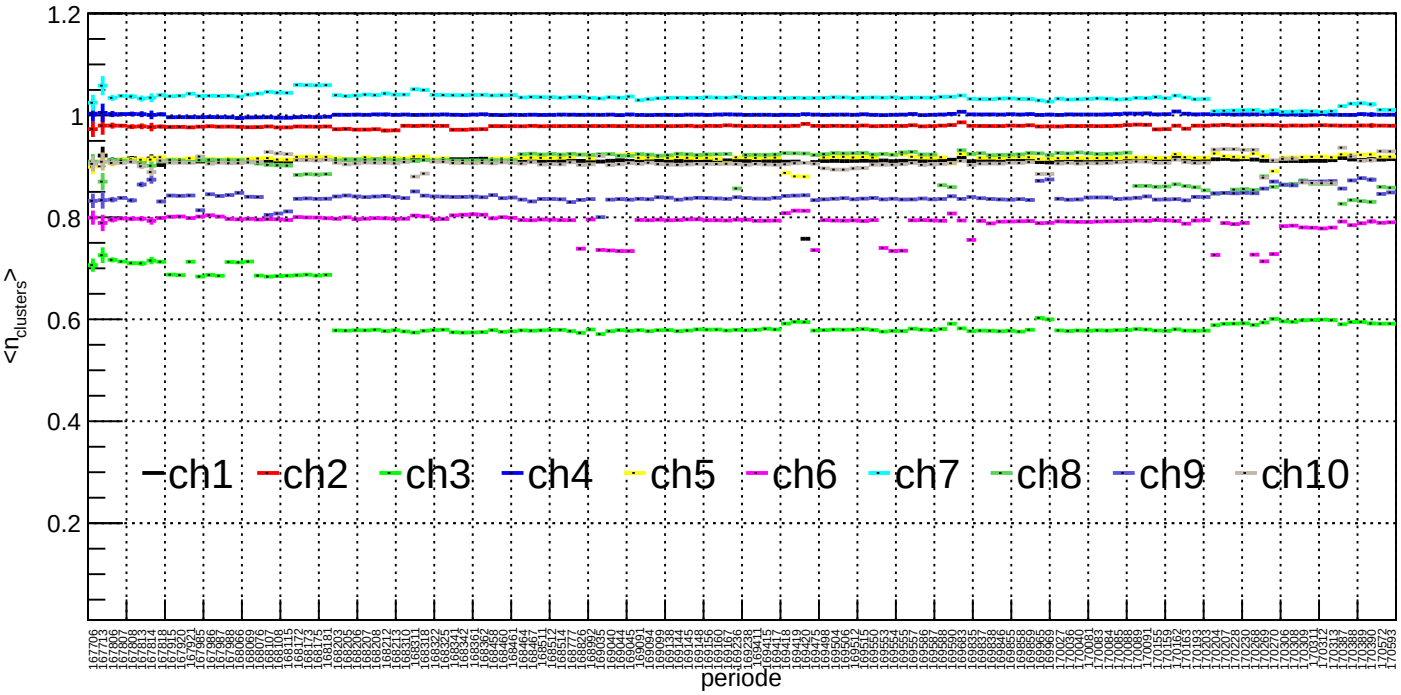


FIGURE 4.17 – Nombre moyen de « cluster » par trace et par chambre dans le spectromètre à muons d'ALICE.

En effet, l'analyse suivante se plaçant à basse masse, la source de bruit de fond non-corrélé majoritaire provient de la désintegration des pions et kaons en muons. La stratégie mise en place pour minimiser cette contribution est décrite dans la suite et correspond à l'étape (2) de la figure 4.15.

4.3.3.1 Sélection des muons

Coupures cinématiques

Les premières coupures appliquées dans l'analyse concernent les caractéristiques cinématiques des muons et des dimuons reconstruits. Une coupure sur la pseudo-rapidité des muons [13] est appliquée. Elle impose que la trace muon soit strictement dans l'acceptance du spectomètre soit : $-4.0 < \eta_\mu < -2.5$. La rapidité des dimuons reconstruits est elle aussi restreinte à $-4.0 < y_{\mu\mu} < -2.5$. Enfin, une dernière coupure impliquant la variable nommée R_{abs} est ajoutée telle que : $17.6 < R_{\text{abs}} < 89.5\ cm$ où R_{abs} correspond au rayon de la face de sortie de l'absorbeur hadronique. Ainsi, une fois les traces reconstruites, seules celles dont l'extrapolation au vertex d'interaction passe dans cette fenêtre sont

13. Il faut noter ici que dans la région vers l'avant où se situe le spectromètre et pour des particules identifiées telles que les muons, la rapidité et la pseudo-rapidité sont équivalentes.

sélectionnées ce qui limite les effets de bord. Il est à noter ici que les coupures sur η_μ et R_{abs} sont fortement corrélées.

Coupures sur la correspondance des traces dans les chambres de déclenchement et de trajectographie

Cette coupure consiste à requérir que chaque muon, utilisé pour reconstruire un dimuon, ait une trace dans le trajectographe qui soit associée à un segment de trace dans le déclencheur : c'est la condition dite de « trigger matching ». En utilisant le déclencheur bas p_T, ceci revient à appliquer une coupure autour de 1 GeV/c en impulsion transverse sur chaque muon reconstruit (voir la section 2.2.5.4 du chapitre 2). Cependant, cette coupure n'est pas franche et certains muons de p_T plus faible que 1 GeV/c peuvent remplir cette condition. En effet, la sélection en impulsion transverse dans le déclencheur ne se fait pas directement sur le p_T des traces muons qui y sont reconstruites mais sur la déviation dans les chambres de déclenchement des traces muons reconstruites avec une trace d'impulsion infinie (voir annexe B). Enfin, l'application de cette sélection permet d'améliorer significativement la soustraction du bruit de fond non-corrélé.

Coupures dans le plan (χ^2, p×DCA)

Afin d'améliorer le rejet du bruit de fond non-corrélé, une étude de l'influence sur la significance $\mathcal{S}(M_{\mu\mu})$ de la coupure dans le plan (χ^2, p×DCA) a été réalisée. Le χ^2 est celui de la trace reconstruite fourni par le filtre de Kalman et le p×DCA est l'impulsion du muon pour cette trace multipliée par le DCA (Distance of Closest Approach). Le DCA est la distance dans le plan transverse entre la trace muon extrapolée dans le plan du vertex et le vertex lui-même. La significance est définie ici comme :

$$\mathcal{S}(M_{\mu\mu}) = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad , \tag{4.13}$$

où S est le signal obtenu après la soustraction du bruit de fond non-corrélé dans le spectre en masse invariante dimuon (la méthode employée sera présentée dans la section 4.3.4). $S+B$ (signal + bruit) correspond au spectre en masse invariante dimuon brut, soit avant soustraction du bruit. On s'intéresse tout particulièrement à la valeur de $\mathcal{S}(M_{\mu\mu})$ dans la région en masse des mésons vecteurs de basses masses ($M_{\mu\mu}(\rho+\omega) \sim 0.8$ GeV/c^2 et $M_{\mu\mu}(\Phi) \sim 1.0$ GeV/c^2) et dans une moindre mesure du J/ψ ($M_{\mu\mu}(J/\psi) \sim 3.0$ GeV/c^2).

Dans un premier temps, plusieurs formes de coupures ont été testées : une coupure linéaire, une coupure rectangulaire, et une coupure ellipsoïdale (figure 4.18) pour des valeurs limites :

— $\chi^2 = 5$ pour p×DCA$= 0$ GeV/c·cm ;
— et p×DCA$= 1000$ GeV/c·cm pour $\chi^2 = 0$.

La figure 4.19 montre la significance en fonction de $M_{\mu\mu}$ pour les différentes formes de coupure. L'influence de la forme sur $\mathcal{S}(M_{\mu\mu})$ est négligeable, les courbes sur la figure 4.19 sont entièrement confondues. De plus, le même exercice pour des valeurs limites différentes ne montre pas d'amélioration significative en fonction de la forme de la coupure.

L'étude a ensuite été poursuivie en faisant varier la coupure sur le χ^2 pour un p×DCA fixe (figure 4.20) et inversement (figure 4.21). Pour une sélection forte sur le χ^2 des

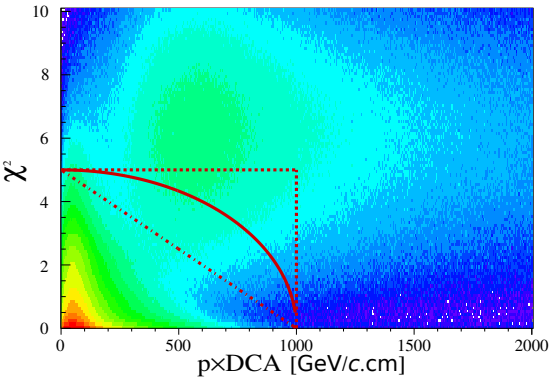


FIGURE 4.18 — Illustration des différentes formes de coupures utilisées dans le plan (χ^2, p×DCA).

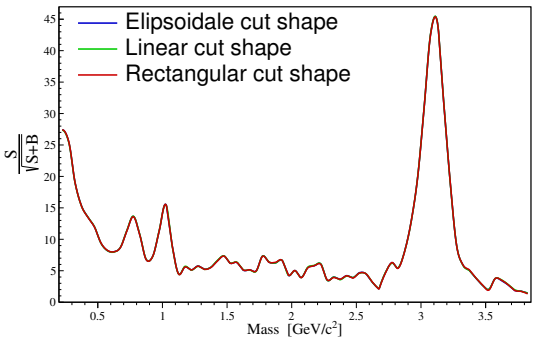


FIGURE 4.19 — Significance obtenue avec l'utilisation de différentes formes de coupures.

traces ($\chi^2 < 1$), une diminution de la significance dans les régions d'intérêt est observée. Au-delà, l'effet de la coupure est négligeable sur tout le spectre en masse. La même procédure menée sur le p×DCA montre que l'effet de cette coupure est négligeable sur la significance.

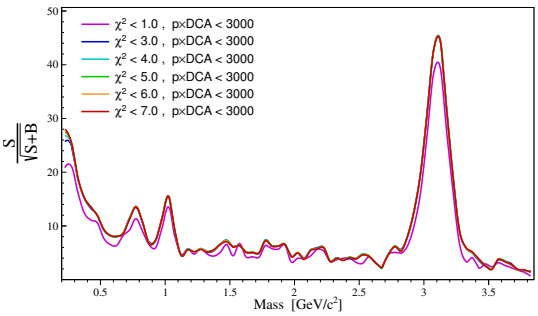


FIGURE 4.20 — Significance en fonction de $M_{\mu\mu}$ pour différentes coupures en χ^2 et une coupure en p×DCA fixée à 3000.

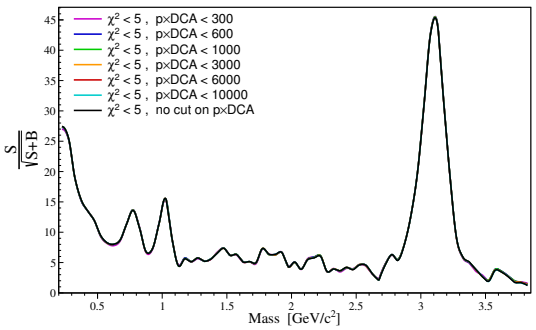


FIGURE 4.21 — Significance en fonction de $M_{\mu\mu}$ pour différentes coupures en p×DCA et une coupure en χ^2 fixée à 5.

En conclusion, l'effet de la forme de la coupure et de la sélection en p×DCA des traces est négligeable sur la significance et donc sur l'extraction du signal. La coupure sur le p×DCA est donc abandonnée. Un effet est visible pour des coupures sur le χ^2 trop restrictives mais l'effet devient négligeable pour une coupure supérieure à 3. On se contentera dans cette analyse d'une coupure sur le χ^2 de la trace telle que : $\chi^2 < 5$ (figure 4.22), pour être compatible avec l'analyse du J/ψ. En effet, l'analyse officielle du J/ψ en deux muons, dont provient la forme de la résonance utilisée dans la suite de ce travail, est réalisée avec une telle coupure [41, 42].

Coupures sur l'impulsion transverse des muons : $p_{T\mu}$

Comme on l'a déjà évoqué, la condition de correspondance entre les traces muons dans le déclencheur et le trajectographe n'impose pas une coupure nette sur l'impulsion transverse

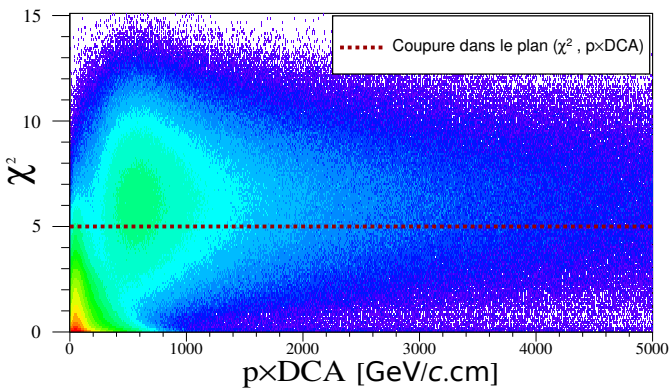


FIGURE 4.22 – χ^2 des traces muons en fonction de leur p×DCA. La ligne rouge en pointillés correspond à la coupure appliquée sur le χ^2 dans l'analyse des mésons vecteurs de basses masses.

des muons. Pour homogénéiser la cinématique de muons analysés, une coupure sur leur p_T de 0.85 GeV/c est appliquée. Elle a été choisie de sorte à maximiser la significance dans la région en masse des mésons ρ, ω et Φ (figure 4.23). Les effets d'une telle coupure sur l'extraction du signal et les résultats obtenus seront inclus dans les effets systématiques.

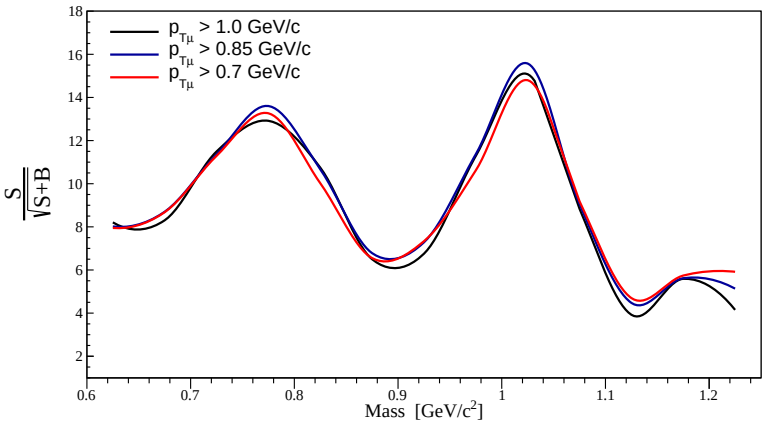


FIGURE 4.23 – Significance dans la région des basses masses pour différentes coupures sur l'impulsion des muons.

Coupures sur l'impulsion transverse des dimuons : $p_{T\mu\mu}$

Une dernière coupure est appliquée sur l'impulsion transverse des dimuons reconstruits telle que : $p_{T\mu\mu} > 2$ GeV/c. Cette coupure sera motivée et justifiée plus tard dans ce chapitre. Elle est liée au fait que l'acceptance et l'efficacité du spectromètre pour des dimuons de $p_{T\mu\mu}$ inférieur à 2 GeV/c est quasi nulle dans la région des basses masses. La perte en terme de nombre de résonances $\rho + \omega$ et Φ reconstruites est inférieure à 9% avec une telle coupure et sera corrigée de l'acceptance et de l'efficacité du détecteur.

Enfin, une fois toutes les coupures appliquées, les nombres totaux de paires de muons de signes opposés (N_{OS} : Opposite Sign) et de même signe (N_{LS} : Like Sign) reconstruites, pour une tranche en centralité 0-90%, sont environ de $1{\cdot}10^6$ et de $9.3{\cdot}10^5$ [14].

14. Dans le cas des dimuons LS, il s'agit de la somme des paires de même signe positif et négatif.

Les valeurs obtenues pour différentes classes en centralité sont résumées dans le tableau 4.2.

Tableau 4.2 – Statistique disponible en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV en terme de paires de muons reconstruites.

Centralité	0-20%	20-40%	40-60%	60-90%	0-90%
N_{OS}	816109	163509	25157	3079	1007853
$N_{LS^{++}}$	374416	70162	9421	827	454058
$N_{LS^{--}}$	394570	73797	9604	898	478281

4.3.4 Soustraction du bruit de fond non-corrélé

Les muons non corrélés donnent naissance, lors de la reconstruction du spectre en dimuons, à un bruit de fond non-physique ou bruit de fond combinatoire qu'il nous faut estimer et soustraire (étape 3 de la figure 4.15). Pour cela, deux techniques ont été testées : l'évaluation du bruit de fond combinatoire par l'utilisation des paires de muons de même signe et la technique de mélange des événements. Ces choix sont basés sur les études faites précédemment et les détails peuvent être trouvés dans les références [43–45].

4.3.4.1 Evaluation du bruit de fond combinatoire par l'utilisation des paires de muons de même signe

Pour extraire le signal, une bonne description du bruit de fond non-corrélé est un facteur important. La probabilité de voir un pion ou un kaon se désintégrer avant d'être stoppé par l'absorbeur est indépendante de celle qu'un autre pion ou kaon se désintègre. En supposant que les probabilités de former une paire de muons de même signe LS^{++} ou LS^{--} sont décorrélés, il est donc possible de remonter au nombre de paires de muons de signe opposé non corrélées ($N_{OS_{bkg}}$) avec la relation :

$$N_{OS_{bkg}} = 2R \cdot \sqrt{N_{LS^{++}} \cdot N_{LS^{--}}} \quad . \tag{4.14}$$

Les paires de muons OS et LS n'ont pas la même acceptance dans le spectromètre [44]. Par conséquent, le facteur R est introduit dans l'équation 4.14 et est défini comme :

$$R = \frac{A^{+-}}{\sqrt{A^{++}A^{--}}} \quad . \tag{4.15}$$

où A^{+-}, A^{++} et A^{--} sont respectivement les acceptances pour les paires de muons OS, LS^{++} et LS^{--}. On peut ainsi, en appliquant cette méthode pour chaque pas en masse du spectre, estimer le bruit de fond combinatoire puis le soustraire.

4.3.4.2 Technique du mélange d'événements ou « Event mixing »

La technique du mélange d'événements repose sur la combinaison de muons venant d'événements différents pour obtenir un échantillon de paires non-corélées par construction. Ainsi, le spectre en masse invariante obtenu ne contient que des paires non-corrélées. Les mêmes coupures que celles utilisées dans l'analyse sur les événements et les muons sélectionnés sont appliquées aux événements mixés.

Afin d'afiner la méthode et pour être sûr que les muons combinés voient la même acceptance vis-à-vis du spectromètre à muons, les événements sont divisés en catégories suivant trois critères : la position du vertex d'interaction (z_{vtx}), la centralité de la collision et l'orientation du plan de réaction (Ψ_{RP}). Ainsi, seuls les muons provenant d'événements de même catégorie sont mixés pour construire un dimuon. Dans cette analyse, 108 catégories ont été définies et correspondent à trois tranches en z_{vtx} ($]-\infty, 10[$, $[-10, 10]$ et $]-10, +\infty[$ en cm), six tranches en centralité (0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-40%, 40-60%, 60-90%) et six tranches suivant l'orientation du plan de réaction (par pas de $\pi/3$). La méthode est appliquée pour un pas en masse de 0.05 GeV/c^2. Chaque événement est mélangé à 10 événements de même catégorie. Ceci permet d'obtenir une faible erreur statistique sur le spectre en masse mixé ($\sim$ 10 fois la statistique disponible dans les données) et, par conséquent, de négliger cette erreur dans la suite.

Les distributions en masse obtenues sont normalisées à l'aide de l'intégrale du bruit de fond combinatoire soit l'équation 4.14 et le facteur R est calculé avec l'équation 4.15 comme :

$$R_{mix} = \frac{N_{OS}^{mix}}{2 \cdot \sqrt{N_{LS^{++}}^{mix} N_{LS^{--}}^{mix}}} \quad , \tag{4.16}$$

où $N_{LS^{\pm\pm}}^{mix}$ est le nombre de paires de même signe mixées pour un signe donné. Les spectres en masse invariante dimuon mixés obtenus sont intégrés en z_{vtx} et Ψ_{RP}. En centralité, les trois tranches les plus centrales sont sommées pour établir la correspondance avec les quatre tranches utilisées dans l'analyse des données soit : 0-20%, 20-40%, 40-60% et 60-90%. On compare ensuite les distributions en masse pour les dimuons LS sortant des données et de la technique du mélange d'événements. Le rapport entre ces deux distributions (figure 4.24) montre un comportement similaire en fonction de la centralité. L'ajustement de ce rapport par une constante montre un écart moyen à l'unité d'environ 2%. Cependant, la technique utilisée surestime le bruit à très basse masse (région du η Dalitz) jusqu'à 20%. En effet, le bruit combinatoire dans cette zone très proche du seuil minimal en masse atteignable dans le canal dimuons (masse de deux muons au repos : $\sim$ 0.2 GeV/c^2) est délicate à reproduire. Dans la région d'intérêt de cette analyse, autour de la masse du Φ, le bruit de fond est bien mieux évalué. Pour les plus hautes masses (au delà de 3 GeV/c^2), la statistique disponible est plus faible et de grandes fluctuations sont visibles. On remarque cependant que l'ajustement de cette gamme en masse par une constante donne un écart moyen à l'unité de l'ordre de 1%

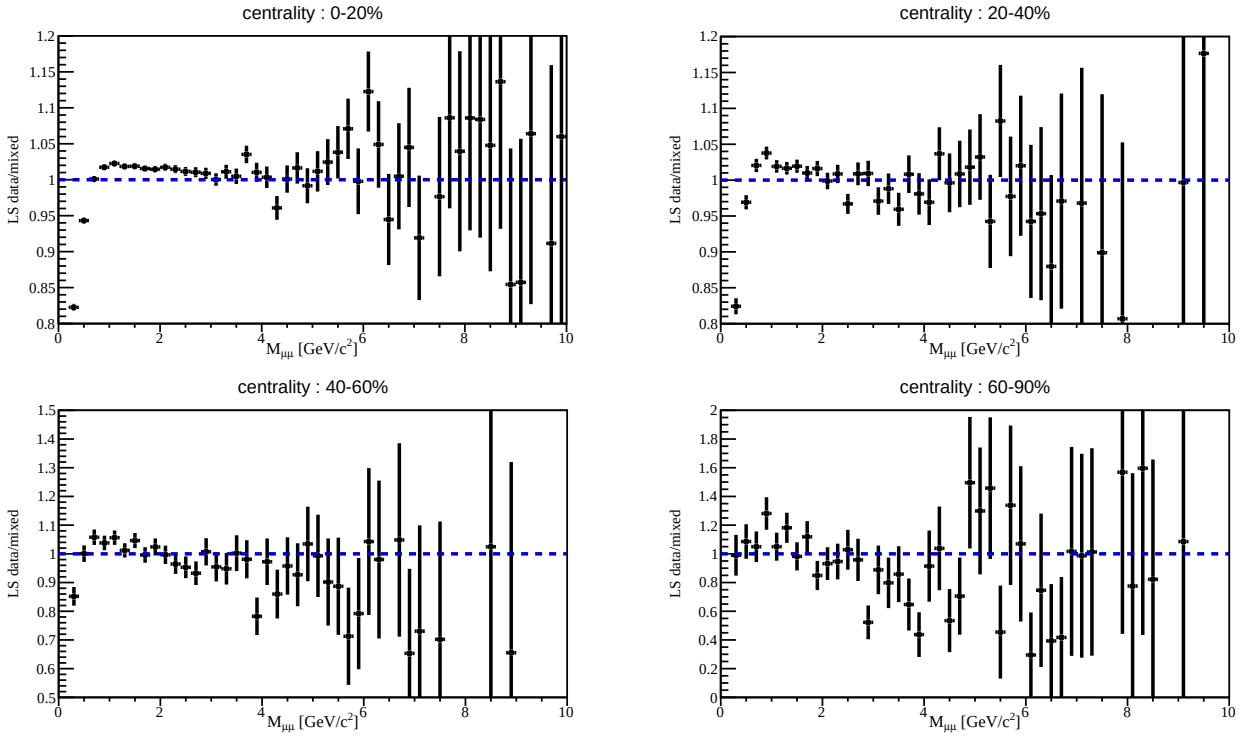


FIGURE 4.24 – Rapport entre le nombre de dimuons *LS* reconstruits en données et par la technique du mélange d'événements en fonction de la masse et dans différentes tranches en centralité. La ligne bleue représente le cas idéal, soit un rapport égal à l'unité. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques.

à 2%. Les fluctuations de ce rapport autour de l'unité constitueront une source d'effets systématiques dans notre analyse.

Pour finir, la contribution des saveurs lourdes ouvertes peut être une source de dimuons corrélés de même signe dans l'état final (voir section 4.3.1.1). Cette contribution au spectre en masse *LS* a déjà été montrée comme étant négligeable [43, 44]. Par conséquent, elle n'est pas considérée dans cette analyse.

4.3.4.3 Comparaison et conclusion

Les deux méthodes présentées ont été comparées pour différentes tranches en centralité (figure 4.25). Les résultats obtenus sont compatibles dans les deux cas, quelle que soit la tranche en centralité étudiée. La méthode du mélange d'événements permettant de réduire les fluctuations statistiques par rapport à la méthode utilisant les muons de même signe, elle est choisie pour extraire le signal.

Par soustraction du bruit de fond combinatoire, on obtient le signal brut. Le rapport signal sur bruit (figure 4.26) obtenu est de 1% pour les événements les plus centraux à la masse du Φ et va croissant pour les événements de plus en plus périphériques.

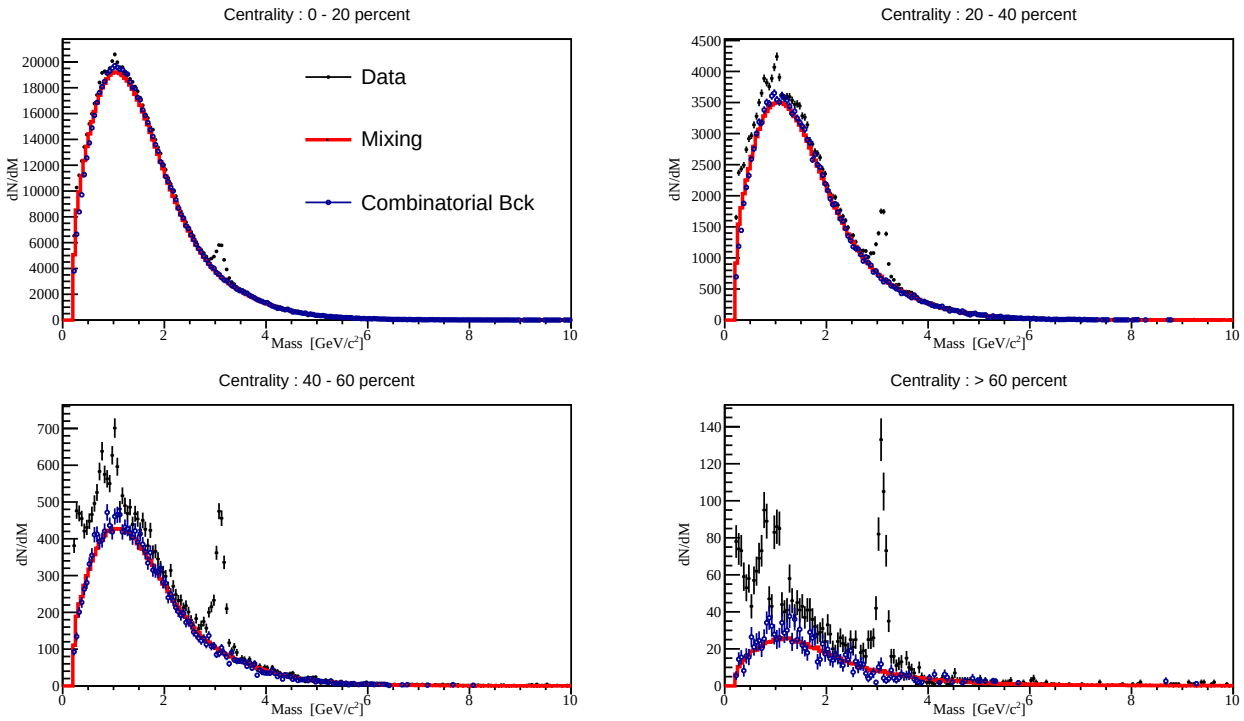


FIGURE 4.25 — Spectre en masse invariante dimuons reconstruits (cercles noirs) dans différentes tranches en centralité. L'estimation de la contribution du bruit de fond non-corrélé par la méthode du mélange d'événements (trait rouge) est comparée à celle fournie par l'utilisation des muons de même signe (cercles vides bleus).

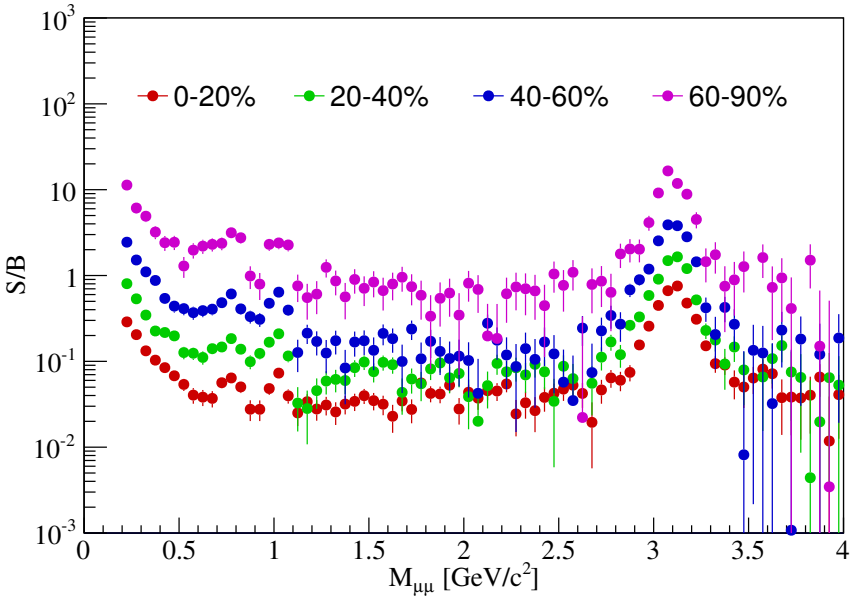


FIGURE 4.26 — Rapport signal sur bruit en fonction de la masse invariante dimuon pour différents intervalles en centralité.

4.3.5 Extraction des formes des processus et du facteur acceptance×efficacité ($A \times \varepsilon$)

On continue ici dans la partie 3 de la stratégie d'analyse (figure 4.15) . Le choix de l'estimateur de la contribution du bruit de fond combinatoire étant fixé, il nous faut maintenant définir la contribution de chacune des sources énoncées dans la section 4.3.1.1. La superposition de ces sources est appelée « cocktail » hadronique et c'est à partir de ce dernier qu'on ajustera le signal brut obtenu. La statistique disponible actuellement et la résolution en masse du spectromètre ne permettent pas de laisser l'ensemble des paramètres du « cocktail » hadronique libres. Par conséquent, les formes des différentes sources sont fixées à celles obtenues en simulation et seule la normalisation (*i.e* l'intégrale) sera laissée libre. Par ce biais, on estimera aussi le facteur $A \times \varepsilon$ pour chaque processus.

4.3.5.1 Simulation en signal pur avec les générateurs paramétriques AliGenMUONLMR et AliGenCorrHF

Afin d'extraire les formes et les facteurs d'acceptance et d'efficacité, les décroissances des différentes sources corrélées ont été simulées dans l'acceptance du spectromètre à muons. Les générateurs AliGenMUONLMR et AliGenCorrHF ont été respectivement utilisés pour les mésons de basses masses (η, η', ρ, ω et Φ) et les saveurs lourdes ouvertes. Cependant, une production particulière, détaillée dans la section suivante, a été faite pour les désintégrations à deux corps des mésons ρ, ω et Φ. Le générateur AliGenMUONLMR [43, 44] a été développé au sein du groupe d'analyse « Low Mass Resonances » et le générateur AliGenCorrHF a été élaboré au sein de la collaboration ALICE [46]. Ils sont tous les deux basés sur une paramétrisation de PYTHIA [47].

Pour les processus Dalitz et la désintégration à deux corps du méson η, l'effet de la centralité sur la forme et le facteur $A \times \varepsilon$ est négligé. Les facteurs $A \times \varepsilon$ (figure 4.27) varient de 0 à 30% en fonction du p_T du dimuon ($0 < p_T < 8$ GeV). Pour une impulsion transverse du dimuon inférieure à 2 GeV/c, la valeur obtenue est très proche de 0. Une large production Monte Carlo permet d'avoir, pour chacun de ces processus, une très grande précision sur les formes, l'acceptance et l'efficacité.

Une démarche similaire a été menée pour extraire les formes du charme ouvert et de la beauté ouverte avec le générateur AliGenCorrHF (figure 4.28). De part la gamme en masse balayée par ces deux contributions, l'obtention d'une statistique suffisante pour s'affranchir des fluctuations est prohibée en raison des ressources nécessaires en calcul car elle est pénalisée par une très faible efficacité de reconstruction (surtout pour le charme ouvert). Les deux formes, sortant de la statistique disponible, ont donc été paramétrisées pour s'affranchir des fluctuations à l'aide de la fonction phénoménologique suivante :

$$f(M) = A \cdot e^{\frac{(M-\mu_M)^2}{2\cdot\sigma(M)}} \tag{4.17}$$

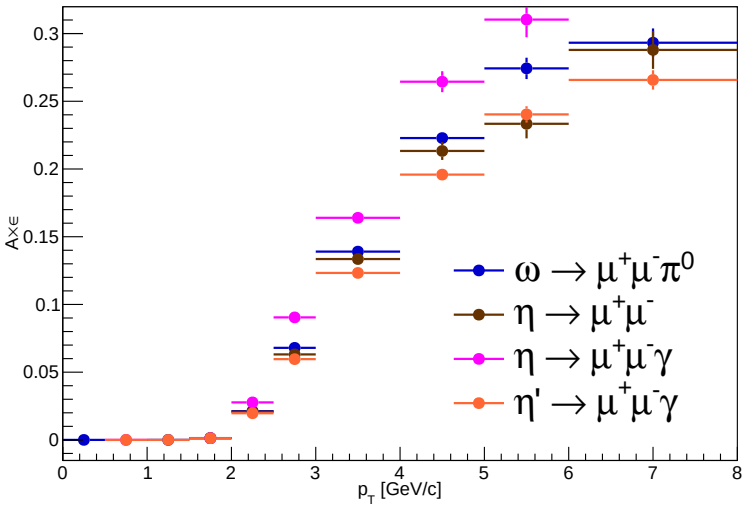


FIGURE 4.27 — Produit de l'acceptance et de l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse du dimuon.

avec,

$$\sigma(M) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{4} \alpha_n \cdot M^n, \ M < \mu_M, \\ \sum_{n=0}^{7} \beta_n \cdot M^n, \ sinon. \end{cases} \tag{4.18}$$

où $\sigma(M)$ varie comme un polynôme de degré 4 lorsque la masse est inférieure à la moyenne de la distribution et comme un polynôme de degré 7 sinon. Les ajustements phénoménologiques reproduisent bien la forme du spectre sur toute la gamme en masse pour les deux saveurs ouvertes. Cependant une plus grande production, en simulation, de charme ouvert pourrait permettre d'améliorer l'analyse.

4.3.5.2 Simulation réaliste ou « Embedding »

Pour les mésons qui nous intéressent dans cette analyse, un soin particulier sur l'estimation de la forme des résonances et du facteur d'acceptance et d'efficacité a été apporté. En effet, en collision Pb-Pb la multiplicité de particules produites varie fortement en fonction de la centralité (voir chapitre 3). Ceci peut avoir une influence non négligeable sur l'efficacité des détecteurs. Afin de tenir compte des effets de la centralité, une production d'événements Monte Carlo particulière a été réalisée. Le principe est le suivant :

- on simule des désintégrations à deux corps des mésons ρ, ω ou Φ avec le générateur paramétrique AliGenMUONLMR ;
- un événement des données brutes (« raw event ») est tiré au hasard pour reproduire le bruit de fond dans le spectromètre à muons ;

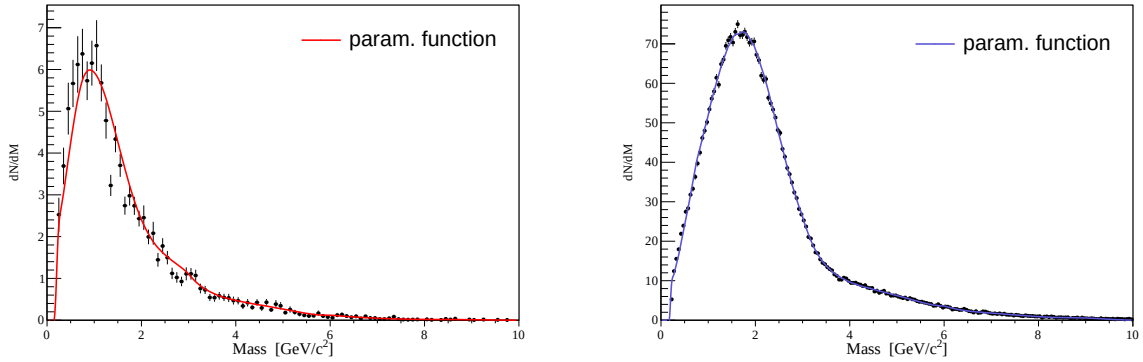


FIGURE 4.28 — Spectre en masse invariante dimuon reconstruit pour le charme ouvert (gauche) et la beauté ouverte (droite). Ces deux histogrammes sont paramétrisés par les fonctions issues de l'équation 4.17.

- les signaux laissés dans le spectromètre à muons venant des événements simulés et de données brutes sont sommés avant la reconstruction des traces ;
- les traces muons sont reconstruites et les sorties de type AOD produites.

Par conséquent, on obtient une simulation avec un bruit de fond réaliste fonction de la centralité de la collision de l'événement brut. Les études menées sur la forme des résonances montrent que la centralité n'a pas d'effet significatif sur la forme des résonances. En ce qui concerne le facteur $A \times \varepsilon$, une légère dépendance en centralité est observée (figure 4.29). L'acceptance fois l'efficacité pour le Φ varie seulement de 6.7% pour la tranche la plus périphérique à 7.1% pour la tranche la plus centrale. En fonction du p_T du dimuon, on remarque qu'ici aussi, pour des impulsions transverses inférieures à 2 GeV/c, le produit de l'acceptance et de l'efficacité est proche de zéro pour les mésons ρ, ω et Φ. C'est pour cette raison qu'on impose une coupure à 2 GeV/c dans cette analyse.

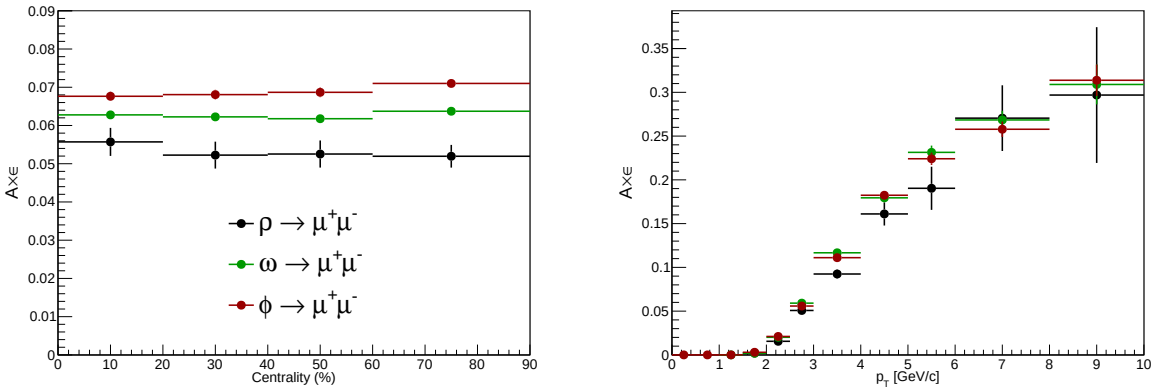


FIGURE 4.29 — Facteur $A \times \varepsilon$ pour les mésons ρ, ω et Φ intégré en p_T en fonction de la centralité (gauche) et intégré en centralité en fonction du p_T du dimuon (droite).

4.3.6 Normalisation des processus du « cocktail » hadronique

4.3.6.1 Normalisation des mésons

Les processus dont la normalisation est laissé libre comme paramètre libre dans l'ajustement du signal sont $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\omega \to \mu^+\mu^-$, $\Phi \to \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \to \mu^+\mu^-$. La contribution du $\psi' \to \mu^+\mu^-$ est négligée. Les autres sources sont fixées à ces sources libres pour réduire le nombre de paramètres libres de l'ajustement.

Les processus $\eta \to \mu^+\mu^-$ et $\omega \to \mu^+\mu^-\pi^0$ sont respectivement fixés aux processus $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$ et $\omega \to \mu^+\mu^-$ en tenant compte des rapports d'embranchement correspondants [35]. Le processus $\rho \to \mu^+\mu^-$ est contraint par l'hypothèse que les sections efficaces de production du ρ et du ω sont égales [48, 49]. En effet, la mesure faite par ALICE en collisions p-p à 7 TeV [45] est compatible avec l'unité dans les erreurs : $\sigma_\rho/\sigma_\omega = 1.15 \pm 0.20$ (stat.)± 0.12 (sys.). Enfin, la contribution du η' est introduite en fixant le rapport entre les sections efficaces du η et du η' en accord avec ce qui est donné par PYTHIA-Perugia0 [50] pour une coupure $p_{T_{\mu\mu}} > 2$ GeV/c, soit $\sigma_{\eta'}/\sigma_\eta = 0.4$.

4.3.6.2 Normalisation des saveurs lourdes ouvertes

La normalisation du charme ouvert est laissé comme paramètre libre dans l'ajustement. La statistique collectée n'est pas assez grande pour permettre une mesure précise du rapport charme ouvert sur beauté ouverte en fonction de la centralité, il faut donc fixer la normalisation de la beauté ouverte. Une première solution consiste à fixer ce rapport à l'aide de mesures réalisées par LHCb en p-p à 7 TeV [51, 52]. Ces mesures nous donnent : $\sigma_c/BR^2 = 0.61$ mb et $\sigma_b/BR^2 = 0.284$ mb. Cette procédure, utilisée dans les travaux précédents [43, 44], a plusieurs inconvénients, étant relative à un système différent et à une énergie différente par rapport aux données analysées ici. On propose donc dans cette analyse, de contraindre le rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$ en utilisant les données à notre disposition. Pour cela on réalise l'ajustement du signal sur une large gamme en masse ($0.2 < M_{\mu\mu} < 9$ GeV/c^2) en laissant libre la beauté ouverte. La gamme en masse choisie est assez large pour bien contraindre le charme et la beauté ouverte. La limite est mise à 9 GeV/c^2 car au delà, la statistique collectée en simulation pour le charme ouvert est petite et la paramétrisation est plus difficile pour le moment. Seul l'intervalle 0-90% disposant de la statistique suffisante pour réaliser correctement l'ajustement dans ces conditions, on négligera, comme dans le cas de l'utilisation de la mesure de LHCb, la dépendance en centralité du rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$. Les résultats obtenus sont fournis dans la section suivante et la valeur du rapport obtenue nous permettra de fixer la production de la beauté ouverte sur celle du charme ouvert pour toutes les classes en centralité.

4.3.7 Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique

Cette partie traite de l'étape (4) (4.15) de la procédure mise en place pour cette analyse. On décrira ici les choix faits concernant l'extraction du nombre de mésons ρ, ω et Φ.

4.3.7.1 Rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$

L'ajustement du signal intégré en centralité (figure 4.30) est réalisé à l'aide d'un « cocktail » en suivant les hypothèses émises dans la section 4.3.6 pour fixer la normalisation de certaines contributions. La contribution de la beauté ouverte est laissée libre et l'ajustement (en rouge) reproduit bien les données. L'erreur sur l'ajustement tient compte de l'erreur sur le facteur $A \times \varepsilon$ (négligeable), de l'erreur sur la normalisation des processus libres et de l'erreur sur leur rapport d'embranchement. Pour les masses inférieures à 4.5 GeV/c^2, on détermine l'erreur relative sur le bruit combinatoire comme l'écart à l'unité du rapport du nombre de dimuons *LS* reconstruits dans les données sur celui fourni par la méthode du mélange d'événements (voir figure 4.24). Au delà de 4.5 GeV/c^2, ce rapport est dominé par les fluctuations statistiques et une erreur relative de 2% est appliquée. On propage enfin ces erreurs au signal provenant de la soustraction du bruit de fond : elles sont représentées par les boîtes oranges. Ces erreurs dépendent directement du rapport signal sur bruit et sont donc moins importantes dans l'intervalle en centralité le plus périphérique que dans celui le plus central.

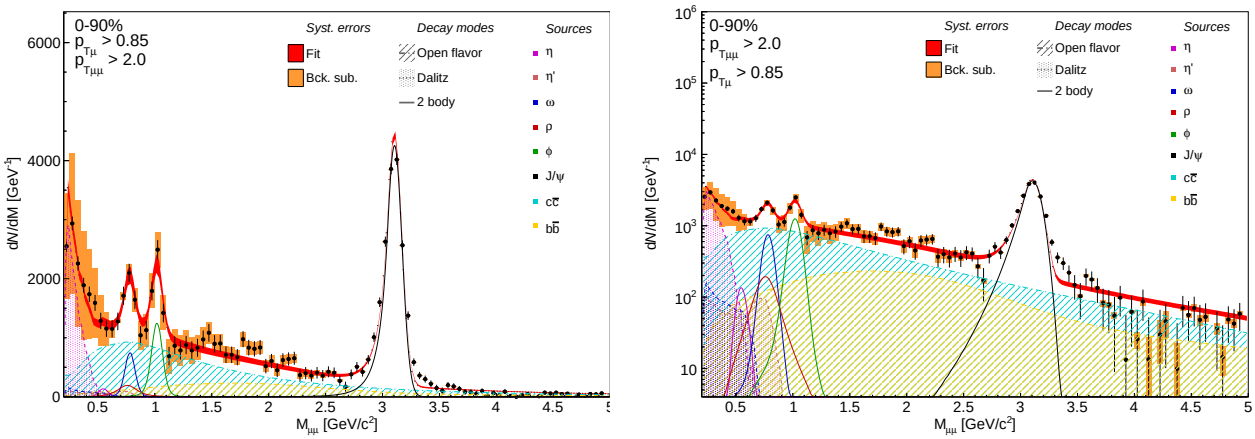


FIGURE 4.30 — Ajustement du signal obtenu après soustraction du bruit de fond combinatoire avec un « cocktail » hadronique dans la tranche 0-90% dans une échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite). La normalisation de la beauté ouverte est ici un paramètre libre de l'ajustement.

Le rapport des intégrales[15] obtenu est de $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}} = 0.35 \pm 0.01$. Cette valeur servira de référence dans la suite de l'analyse. On fait ensuite varier l'intervalle dans lequel l'ajustement est exécuté. La figure 4.31 montre l'évolution du rapport obtenu. L'intervalle minimum en masse choisi est 0.2-5 GeV/c^2. Pour les gammes en masse plus faibles, les saveurs ouvertes ne sont pas assez contraintes pour que l'ajustement converge normalement. Les point bleus sur la figure 4.31 représentent le calcul du rapport en intégrant de 0.2 à 9 GeV/c^2 et les points rouges la même quantité évaluée en intégrant de 0.2 à 5 GeV/c^2 : les deux estimations sont compatibles et le rapport évolue peu. Les

15. On parle ici du nombre de paires $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ reconstruites.

variations observées en fonction de l'intervalle d'ajustement sont comprises entre 0.25 et 0.5. Cette variation sera incluse dans l'étude systématique de l'analyse.

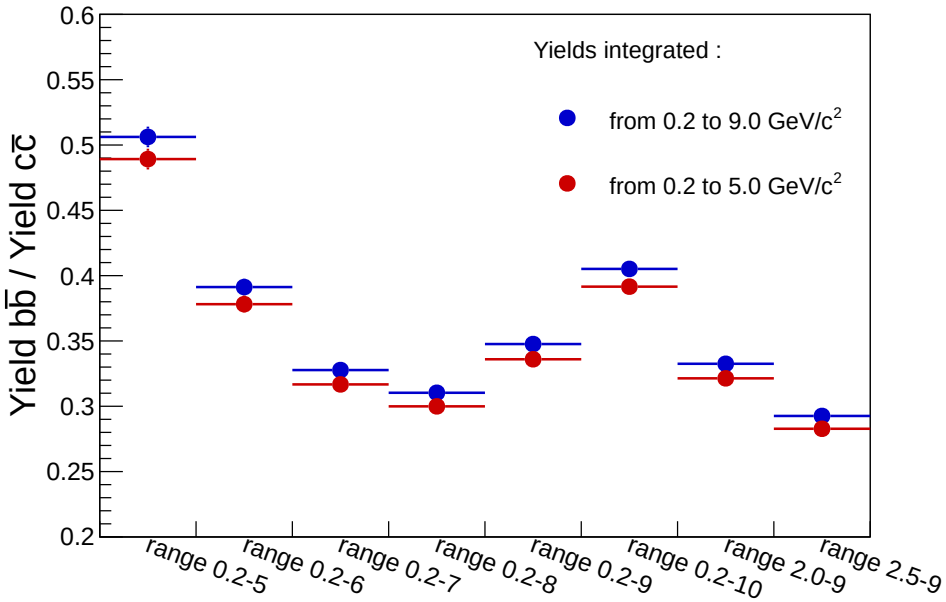


FIGURE 4.31 — Rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$ en fonction de l'intervalle en masse considéré pour l'ajustement. La valeur du rapport est calculée pour deux jeux de bornes différents : 0.2-5 GeV/c^2 (rouge) et 0.2-9 GeV/c^2 (bleu).

4.3.7.2 Extraction du nombre de ρ, ω et Φ reconstruit en fonction de la centralité

Le rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$ étant à présent fixé, l'extraction du nombre de ρ, ω et Φ reconstruits en fonction de la centralité peut être faite (figure 4.32). Le signal est ajusté dans une gamme en masse de 0.2-9 GeV/c^2. Lors de la soustraction du bruit de fond combinatoire, certains points de signal obtenus ont une valeur négative. Ces points, témoins des fluctuations statistiques non négligeable dans l'évaluation et la soustraction du bruit de fond ne sont pas pris en compte dans l'ajustement. Les nombres de Φ et $\rho+\omega$ reconstruits obtenus sont résumés dans le tableau 4.3.

TABLEAU 4.3 — Nombres de Φ et de $\rho+\omega$ reconstruits obtenus par l'ajustement du spectre en masse invariante dimuon.

Centralité	0-20%	20-40%	40-60%	60-90%	0-90%
N_Φ	1161.1±304	1149.0±139	491.6±54.3	117.3±19.1	2711.4±240
$N_{\rho+\omega}$	767.1±213	925.2±97.1	477.1±38.4	159.8±14.3	3223.6±338

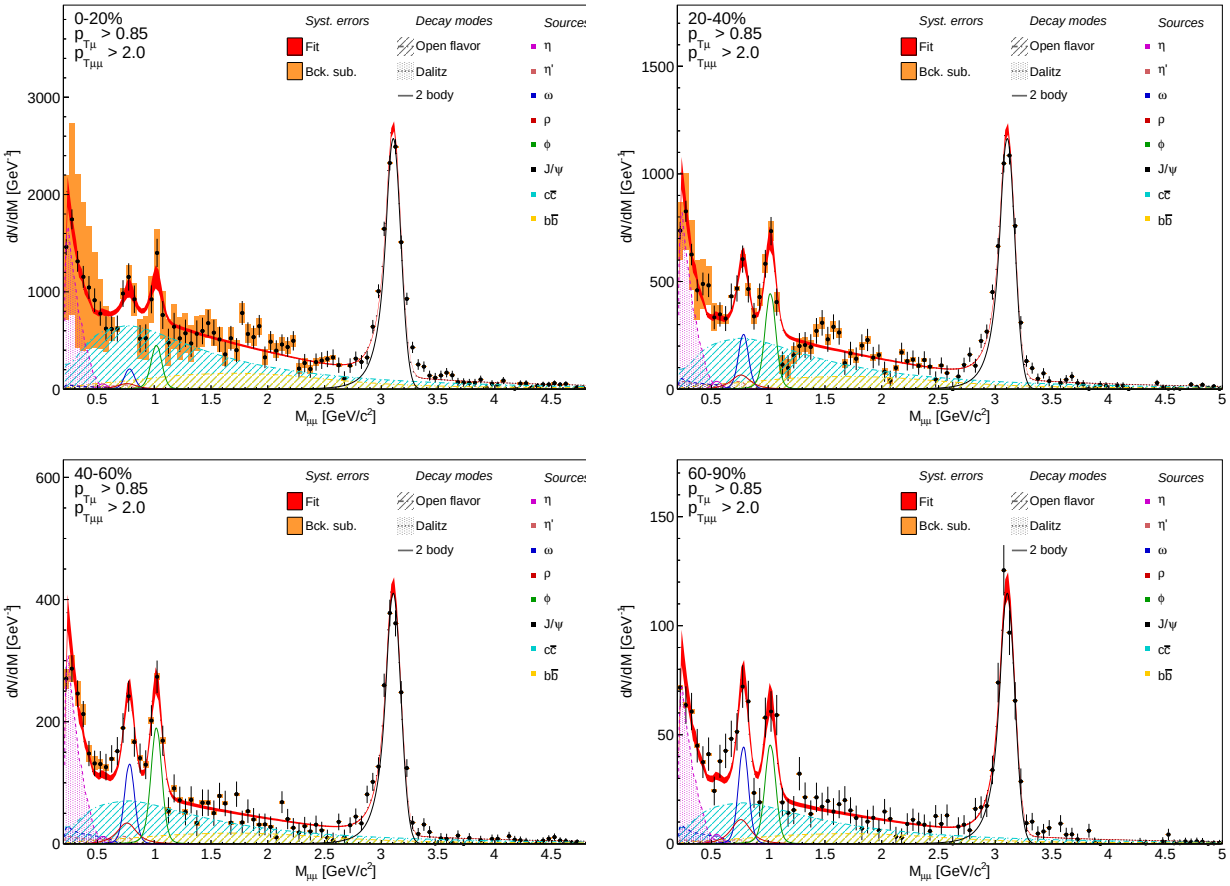


FIGURE 4.32 — Ajustement du signal avec un « cocktail » hadronique dans différentes tranches en centralité.

4.3.8 Étude des erreurs systématiques

L'étude des effets systématiques de cette analyse comprend :

- la variation du rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$ entre 0.25 et 0.5 ;
- la variation du rapport des sections efficaces de production du ρ et du ω de $\pm 20\%$;
- la variation de la normalisation du bruit de fond combinatoire de $\pm 4\%$;
- la variation du rapport d'embranchement du ω Dalitz de ± 2 fois son erreur ;
- la variation du rapport $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$ de $\pm 50\%$;
- la variation de la gamme en masse de l'ajustement ;
- la variation de la coupure sur le p_T des muons entre 0.5 et 1.0 GeV/c ;
- et l'ajustement du signal par des fonctions phénoménologiques.

Pour cela, on utilisera un critère proposé par R.Barlow dans la référence [53]. On appelle la valeur de référence obtenue par une analyse α_1 d'erreur statistique σ_1 et la valeur obtenue pour la même analyse après une vérification systématique α_2 d'erreur

statistique σ_2. On définit la différence Δ comme :

$$\Delta = |\alpha_1 - \alpha_2| \,. \tag{4.19}$$

Dans le cas où l'échantillon de données utilisé pour la vérification systématique est le même ou une partie de l'échantillon de référence, on peut définir l'erreur sur Δ comme la différence quadratique des erreurs σ_Δ comme :

$$\sigma_\Delta^2 = |\sigma_1^2 - \sigma_2^2| \,. \tag{4.20}$$

Selon le critère de Barlow, pour un choix du paramètre N (fixé par l'utilisateur du critère et usuellement comprise entre 1 et 4), si Δ est supérieur à $N \times \sigma_\Delta$, alors le test conclut à la présence d'un effet systématique. La valeur de Δ doit alors être ajoutée à l'erreur systématique totale de la mesure.

4.3.8.1 Variation du rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$

Sur la base de ce qu'on a observé dans la section 4.3.7.1, l'extraction du nombre de Φ et $\rho + \omega$ reconstruits est obtenue en faisant varier le rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$ entre 0.25 et 0.5. Les variations observées sur N_Φ^{rec} et $N_{\rho+\omega}^{rec}$ (figure 4.33) sont soumises au critère de Barlow pour $N = 2$ et 3. Le test conclut à la présence d'un effet systématique dans les deux cas. Ce dernier est dépendant de la centralité de la collision et varie de 3.9 à 12.3% pour Φ et de 5.4 à 36.3% pour $\rho + \omega$.

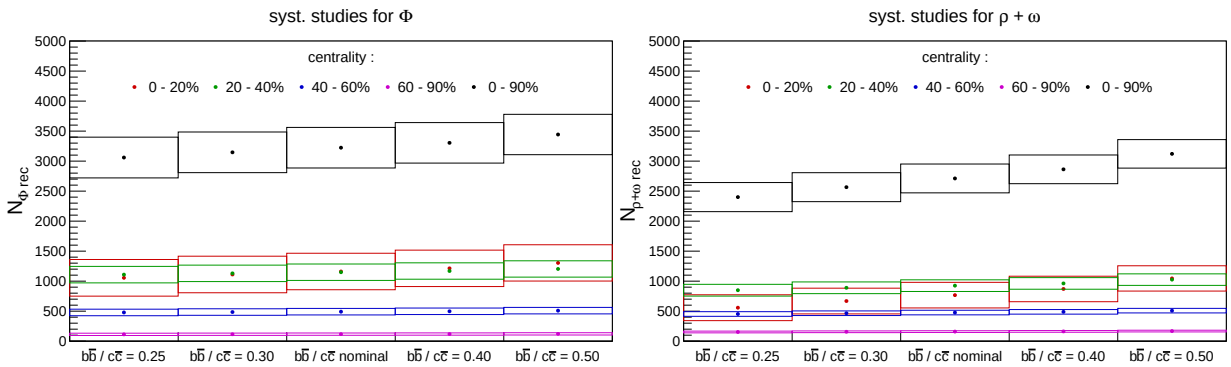


FIGURE 4.33 — Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho + \omega$ (droite) en fonction du rapport $b\bar{b}/c\bar{c}$ et dans différentes tranches en centralité.

4.3.8.2 Variation du rapport des sections efficaces de production du ρ et du ω

Le rapport des sections efficaces de production du ρ et du ω est fixé à l'unité dans l'analyse de référence. On fait varier ce rapport de $\pm 20\%$ (figure 4.34). Aucun effet n'est visible en fonction de ce rapport comme le confirme le critère de Barlow. Aucune erreur systématique ne provient donc de cette source.

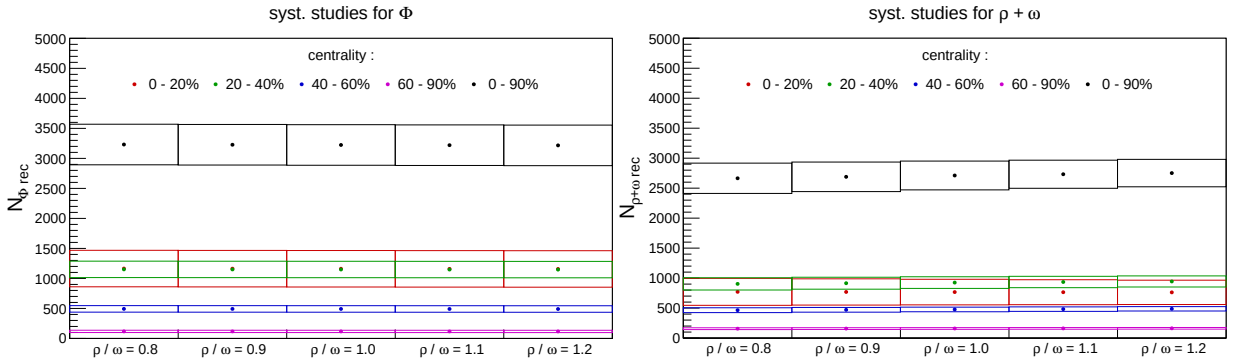


FIGURE 4.34 – Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho + \omega$ (droite) en fonction du rapport des sections efficaces de production du ρ et du ω pour différentes tranches en centralité.

4.3.8.3 Etude systématique sur la soustraction du bruit de fond combinatoire

La quantité de bruit de fond combinatoire soustraite est modifiée de $\pm 4\%$. Malgré une légère tendance observable (figure 4.35), le test de Barlow n'indique pas la présence d'une contribution de cette source à l'erreur systématique. En effet, la modification du bruit de fond non corrélé soustrait influe sur le niveau du charme ouvert préférentiellement et laisse les pics du Φ et du $\rho + \omega$ inchangés.

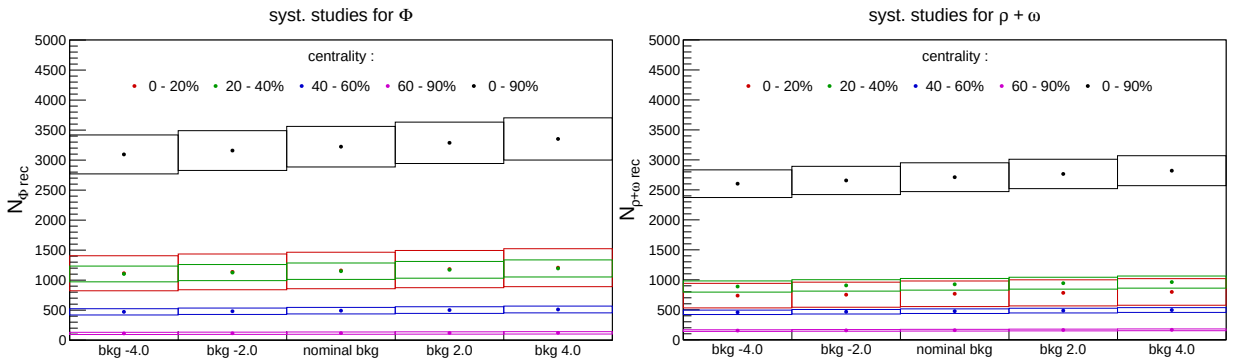


FIGURE 4.35 – Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho + \omega$ (droite) en fonction de la quantité de bruit de fond combinatoire soustrait pour différentes tranches en centralité.

4.3.8.4 Erreur sur le rapport d'embranchement du ω Dalitz

Le rapport d'embranchement du ω Dalitz est connu avec une précision médiocre. Pour évaluer l'influence de cette erreur sur l'extraction du signal, on fait varier ce rapport entre plus et moins deux fois son erreur. Aucun effet n'est visible pour le Φ et les tests effectués concluent à une erreur systématique nulle pour $N = 2$ et 3. Pour le $\rho + \omega$, le nombre de

résonances reconstruites augmente faiblement avec le rapport d'embranchement. L'erreur systématique provenant de cette source est comprise entre 0 et 1.8% dans le cas oú le test de Barlow est le plus défavorable.

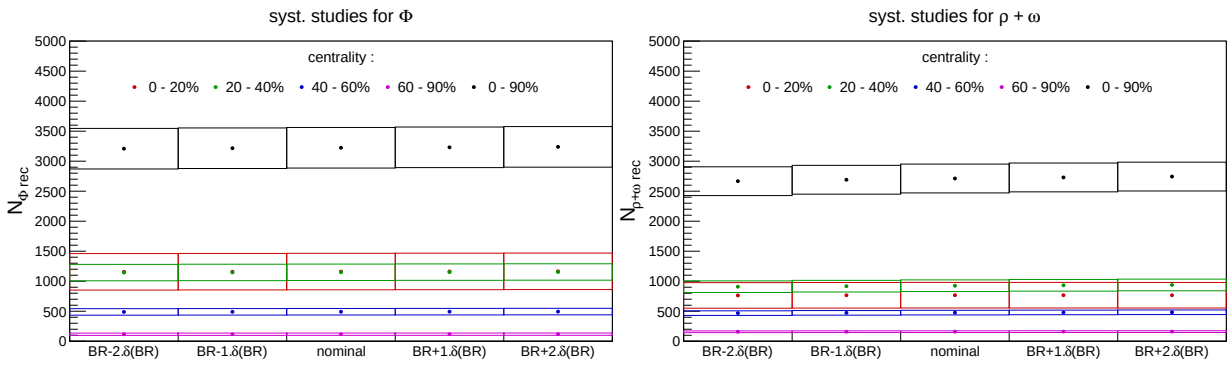


FIGURE 4.36 – Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho + \omega$ (droite) en fonction du rapport d'embranchement du ω Dalitz pour différentes tranches en centralité.

4.3.8.5 Variation du rapport $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$

Comme on l'a déjà évoqué, le facteur qui fixe le rapport entre η' et η est estimé à 0.4 pour $p_{T_{\mu\mu}} > 2$ GeV/c en se basant sur les paramétrisations de PYTHIA considérées. Afin de vérifier la bonne stabilité de l'analyse sous cette hypothèse, une forte variation de ce facteur est appliquée soit : $\pm 50\%$. Cette variation est tirée d'études faites au sein du groupe d'analyse des mésons vecteurs de basses masses avec les différentes paramétrisations de PYTHIA prise en compte. La figure 4.37 (gauche) nous montre que le nombre de Φ reconstruits est constant avec ce rapport et l'erreur systématique maximale obtenue dans le cas le plus défavorable est inférieure à 1%. En effet, la contribution du η' au signal au delà de 1 GeV/c^2 est presque nulle et ce quel que soit le rapport $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$. Il est donc logique de s'attendre à ce que le Φ ne subisse pas l'effet de la modification de ce rapport. Au contraire, la contribution de ce processus n'est pas négligeable autour de 800 MeV/c^2, et comme le montre la figure 4.37 (droite), une légère variation du nombre de $\rho + \omega$ reconstruits est observée. On obtient une erreur systématique comprise entre 1.9 et 8.7% en fonction de la centralité.

4.3.8.6 Variation de la gamme en masse de l'ajustement

L'effet de l'intervalle en masse invariante sélectionné pour l'ajustement sur la mesure finale a été étudié. Pour cela, on a fait varier la borne supérieure de l'intervalle d'ajustement de 4.0 à 10 GeV/c^2. Les résultats obtenus sont illustrés par la figure 4.38. L'erreur systématique pour Φ est comprise entre 0 et 8.5% et pour $\rho + \omega$ entre 0 et 19.2% en fonction de la centralité, et dans le cas le plus défavorable du test. Le nombre de $\rho + \omega$ est plus sensible à l'intervalle d'ajustement que celui du Φ. Le charme ouvert étant

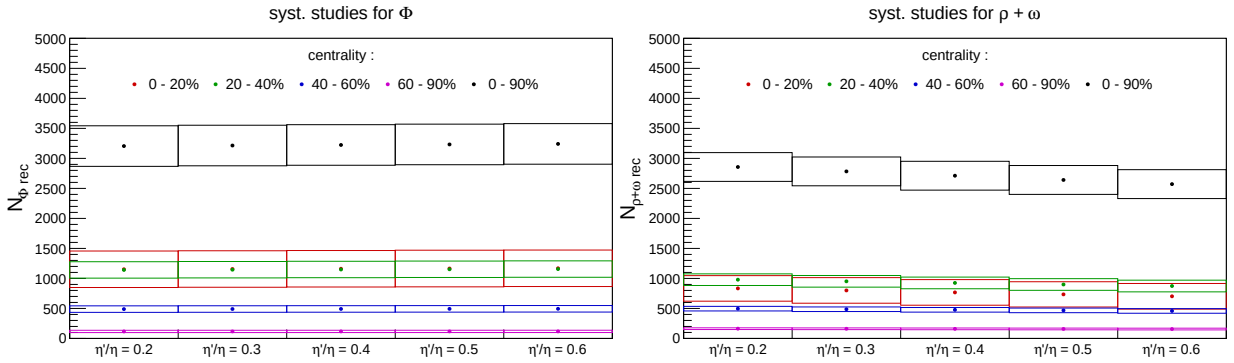


FIGURE 4.37 — Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction du rapport $\sigma_{\eta'}/\sigma_{\eta}$ pour différentes tranches en centralité.

la contribution dont la normalisation est la plus modifiée en fonction de la gamme en masse considérée, on peut conclure que le nombre de $\rho+\omega$ dépend plus fortement de la normalisation du charme ouvert par rapport au Φ.

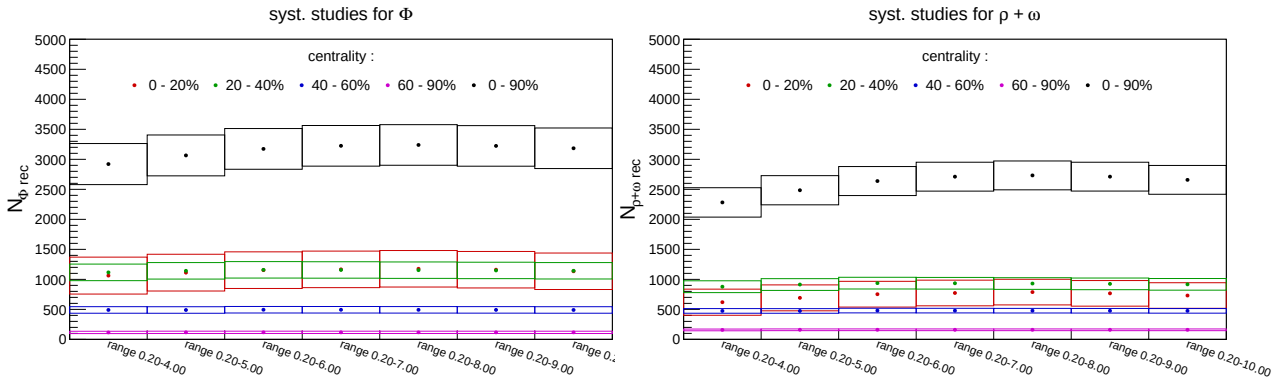


FIGURE 4.38 — Nombre de résonances reconstruites pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) pour différents intervalles d'ajustement et différentes tranches en centralité.

4.3.8.7 Variation de la coupure en p_T des muons

Lorsque le nombre de résonances reconstruites est corrigé de l'acceptance et de l'efficacité du détecteur, on ne s'attend pas à ce que la coupure sur le p_T des muons ait une influence sur la mesure si les simulations reproduisent parfaitement les données. La figure 4.39 montre le nombre de résonances Φ (gauche) et $\rho+\omega$ (droite) générées pour différentes coupures en p_T des muons. Un effet est clairement visible et le test de Barlow donne des erreurs systématiques assez grandes allant jusqu'à 19.8% pour Φ et 29.2% pour $\rho+\omega$. Il s'agit là d'une des sources d'erreurs systématiques dominantes pour notre analyse. Elle provient des difficultés éprouvées par les simulations à reproduire les données. Par conséquent, cette étude permet de quantifier l'erreur systématique liée aux imperfections des productions Monte Carlo utilisées.

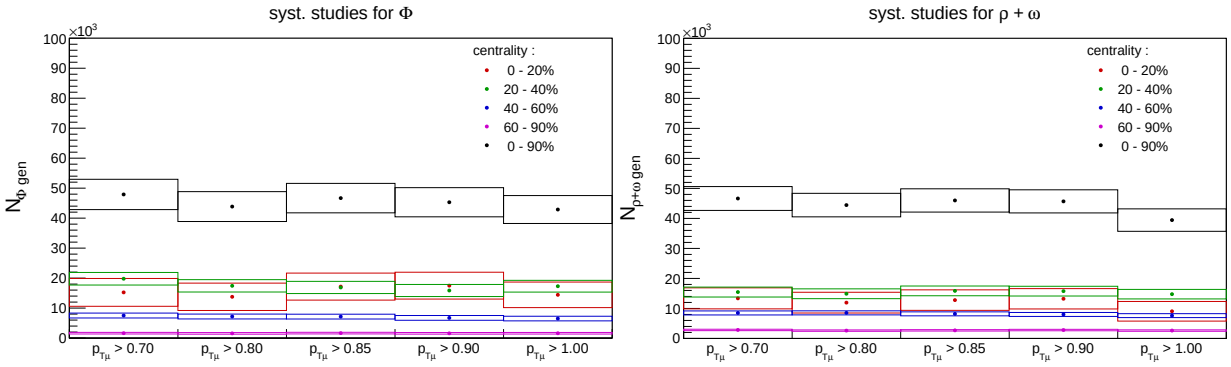


FIGURE 4.39 — Nombre de résonances générées pour Φ (gauche) et pour $\rho + \omega$ (droite) pour différentes coupures en p_T des muons et dans différentes tranches en centralité.

4.3.8.8 Ajustement du signal par des fonctions phénoménologiques

La dernière vérification systématique apportée dans cette analyse concerne la méthode d'ajustement elle-même. On tente ici de reproduire le signal avec des fonctions phénoménologiques. Ainsi, on utilise des Gaussiennes à largeur variable pour les résonances ρ, ω et Φ et une exponentielle plus une fonction linéaire décroissante pour le fond corrélé résiduel. L'ajustement est réalisé pour une gamme en masse : $0.45 < M_{\mu\mu} < 2.6$ GeV/c^2 (figure 4.40 à gauche) et comparé au résultat obtenu par le « cocktail » hadronique dans le même intervalle (figure 4.40 à droite). L'étude a été menée pour plusieurs coupures sur le p_T des muons.

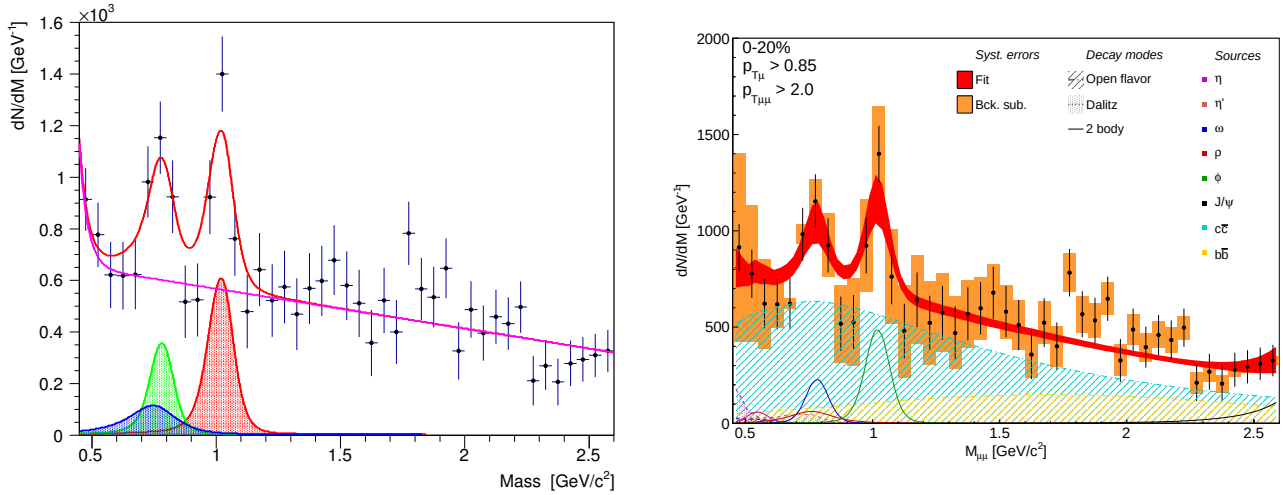


FIGURE 4.40 — Ajustement du signal obtenu avec des fontions phénoménologiques (gauche) et le « cocktail » hadronique (droite) dans la gamme en masse : $0.45 < M_{\mu\mu} < 2.6$ GeV/c^2 pour les événements les plus centraux.

Le calcul du rapport du nombre de résonances reconstruites avec ces deux méthodes

(figure 4.41) montre de grandes différences pouvant aller jusqu'à 100% pour Φ et 50% pour $\rho+\omega$ pour les événements les plus centraux. On en conclut que l'ajustement par des fonctions phénoménologiques n'est pas adapté pour décrire la région des basses masses. Plus spécifiquement, l'addition d'une exponentielle décroissante et d'une fonction linéaire décroissante ne permet pas une description fidèle du continuum (décroissances Dalitz et les saveurs lourdes ouvertes). La méthode phénoménologique n'est donc pas retenue pour les tests systématiques de l'analyse.

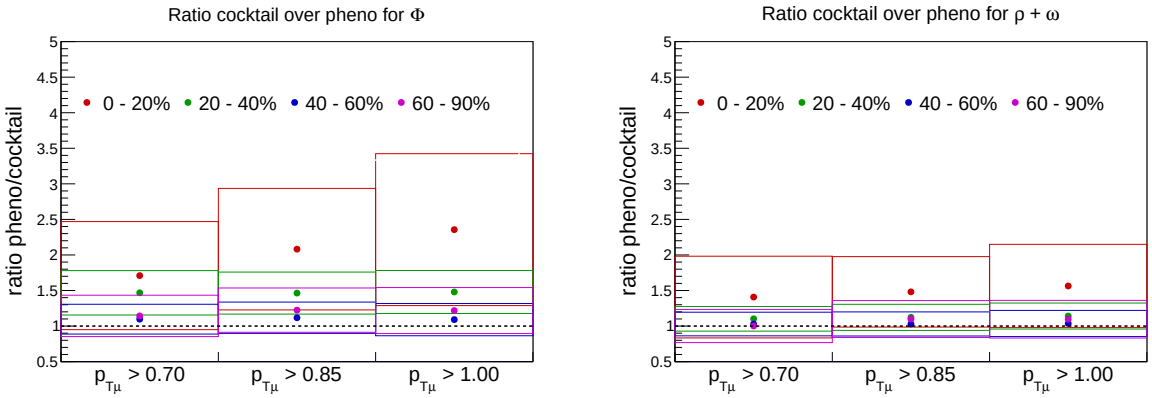


FIGURE 4.41 — Rapport entre le nombre de résonances reconstruites par la méthode phénoménologique et avec le « cocktail » pour Φ (gauche) et pour $\rho+\omega$ (droite) en fonction de différentes coupures en p_T des muons.

4.3.8.9 Conclusion

Deux autres sources d'erreurs systématiques peuvent enfin être citées : l'erreur provenant de l'efficacité de reconstruction des traces et l'erreur provenant de l'efficacité du déclenchement. La première erreur est estimée à hauteur de 4.5 à 4.6% et la seconde à environ 2% [54]. On ajoute donc ces erreurs sur l'efficacité de reconstruction à l'erreur systématique totale de notre analyse.

L'ensemble des erreurs systématiques citées est résumé dans le tableau 4.4. Afin d'être précautionneux, les erreurs systématiques utilisées lors de l'extraction des résultats seront celles obtenues pour le paramètre du critère de Barlow fixé à $N = 2$. Dans ce cas, les erreurs systématiques totales respectivement pour Φ et pour $\rho+\omega$ sont reportées dans la dernière ligne du tableau 4.4.

TABLEAU 4.4 — Récapitulatif des erreurs systématiques relatives (%) et de leurs sources fournies par le critère de Barlow pour $N = 2$ et 3 en fonction de la centralité. La dernière ligne correspond à la somme quadratique des erreurs obtenues pour $N = 2$, de ε_{rec} et ε_{trig}.

Sources	Cent	0-20%		20-40%		40-60%		60-90%		0-90%	
	N	$\rho+\omega$	Φ	$\rho+\omega$	Φ	$\rho+\omega$	Φ	$\rho+\omega$	Φ	$\rho+\omega$	Φ
$\frac{b\bar{b}}{c\bar{c}}$	2	36.3	12.3	10.9	4.7	6.7	3.5	5.4	3.9	15.1	6.8
	3	36.3	12.3	10.9	4.7	6.7	3.5	5.4	3.9	15.1	6.8
$\frac{\sigma_\rho}{\sigma_\omega}$	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Bck. sub.	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$BR_{\omega_{\text{Dalitz}}}$	2	-	-	1.8	-	1.8	-	1.0	-	1.6	-
	3	-	-	-	-	1.8	-	1.0	-	1.6	-
$\frac{\eta'}{\eta}$	2	8.7	0.7	5.8	0.6	4.1	0.5	1.9	-	5.4	0.6
	3	8.7	-	5.8	0.6	4.1	-	1.9	-	5.4	0.6
Fit range	2	19.2	8.5	5.1	0.5	0.4	0.3	-	-	15.8	9.4
	3	19.2	2.2	-	-	0.4	-	-	-	15.8	9.4
$p_{T\mu}$	2	29.2	19.8	6.9	17.2	7.3	9.1	4.9	5.5	14.2	8.2
	3	29.2	19.8	6.9	17.2	7.3	9.1	4.9	5.5	14.2	6.1
ε_{rec}	-	4.6	4.6	4.6	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5
ε_{trig}	-	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0
Total		51.4	25.3	16.0	18.5	11.9	10.9	7.3	7.4	22.5	15.0

4.4 Exploitation des résultats

4.4.1 La référence proton-proton

En l'absence d'effets de milieu, les collisions p-p servent de référence aux mesures faites en ions lourds [16].

Plusieurs mesures ont été faites ou sont en cours au sein du groupe d'analyse basses masses d'ALICE concernant les collisions p-p à 2.76 TeV, 7 TeV et 8 TeV. L'extraction et l'ajustement du signal (figure 4.42) ont été réalisés avec des coupures et dans des conditions similaires à celles de la présente analyse. Ces deux mesures sont basées sur des données collectées en 2010 pour l'analyse à 7 TeV et en 2013 pour celle à 2.76 TeV. Les deux analyses disposent d'une statistique importante permettant des mesures assez précises et les formes des différentes contributions sont obtenues à partir de simulations utilisant les générateurs paramétriques AliGenMUONLMR et AliCorrHF.

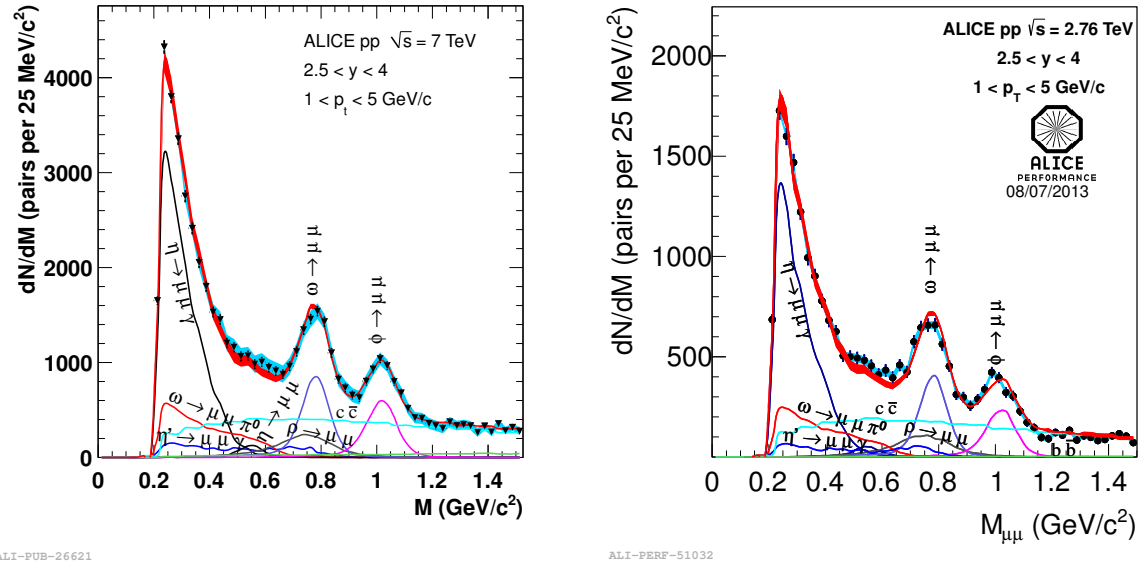


FIGURE 4.42 — Spectre en masse invariante dimuons en collision p-p à 7 TeV (gauche) [45] et 2.76 TeV (droite). Les deux spectres sont ajustés avec un « cocktail ».

La section efficace du Φ a pu être extraite pour les deux énergies (figure 4.43) en fonction du p_T. La section efficace à 7 TeV est comparée avec plusieurs paramétrisations de PYTHIA. Les données sont les mieux reproduites par ATLAS-CSC et Perugia0. L'analyse à 7 TeV est d'ores et déjà publiée [45] et celle à 2.76 TeV est en cours de finalisation au sein du groupe de Cagliari.

Pour finir, l'analyse à 2.76 TeV sera utilisée comme référence dans la section suivante qui présente les résultats obtenus.

16. Rappelons que les collisions p-p ne permettent pas de soustraire les effets nucléaires froids. Pour cela, il faut utiliser des collisions de type p-A.

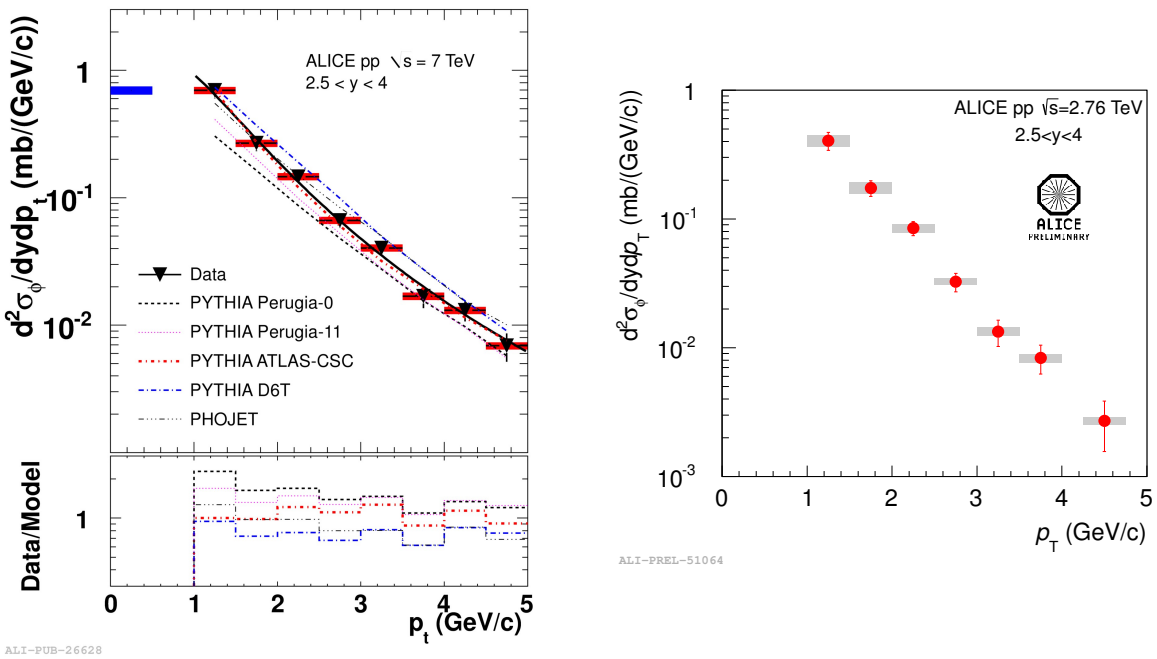


FIGURE 4.43 – Section efficace du méson Φ en collision p-p à 7 TeV (gauche) [45] et 2.76 TeV (droite) en fonction de l'impulsion transverse. La distribution à 7 TeV est comparée à celles fournies par PHOJET et plusieurs paramétrisations de PYTHIA.

4.4.1.1 Le rapport $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$

Le rapport $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$ s'obtient par le calcul suivant :

$$\frac{\sigma_\Phi}{\sigma_\rho + \sigma_\omega} = \frac{N_\Phi^{gen}}{BR(\Phi \to \mu\mu)} \cdot \frac{BR(\omega \to \mu\mu)\, BR(\rho \to \mu\mu)}{\left[BR(\rho \to \mu\mu)\, N_\omega^{gen} + BR(\omega \to \mu\mu)\, N_\rho^{gen}\right]} \quad , \tag{4.21}$$

avec,

$$N_i^{gen} = \frac{N_i^{rec}}{A_i \times \varepsilon_i} \tag{4.22}$$

où $i = \rho$, ω, Φ et N_i^{gen} est le nombre de résonances générées, soit le nombre de résonances reconstruites (tableau 4.3) corrigé du facteur $A \times \varepsilon$. Dans cette analyse, on mesure le nombre $N_{\rho+\omega}$ et on émet les hypothèses suivantes :

$$N_{\rho+\omega}^{rec} = N_\rho^{rec} + N_\omega^{rec} \quad \text{et} \quad N_{\rho+\omega}^{gen} = N_\rho^{gen} + N_\omega^{gen} \quad , \tag{4.23}$$

$$N_\omega^{rec} = \frac{BR(\rho \to \mu\mu)}{BR(\omega \to \mu\mu)} \cdot N_\rho^{rec} \quad . \tag{4.24}$$

On peut alors réécrire le rapport comme :

$$\frac{\sigma_\Phi}{\sigma_\rho + \sigma_\omega} = \frac{BR(\rho \to \mu\mu) + BR(\omega \to \mu\mu)}{2 \cdot BR(\Phi \to \mu\mu)} \cdot \frac{N_\Phi^{gen}}{N_{\rho+\omega}^{gen}} \quad . \tag{4.25}$$

Les erreurs sur les rapports d'embranchement, sur le nombre de résonances reconstruites et sur le facteur $A \times \varepsilon$ sont propagées. Les erreurs systématiques provenant de la gamme en masse définie pour l'ajustement, du rapport $N_{b\bar{b}}/N_{c\bar{c}}$, de l'efficacité de reconstruction des traces et de l'efficacité de déclenchement pour N_Φ^{gen} et $N_{\rho+\omega}^{gen}$ sont totalement corrélées et n'interviennent pas dans le calcul. On a donc les erreurs systématiques suivantes sur le rapport $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$ en fonction de la centralité, reportées dans le tableau 4.5.

On cherche à étudier l'évolution de $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$ en fonction du nombre moyen de participants à la collision. Les valeurs de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ sont tirées de [55]. Les valeurs du nombre moyen de participants pour la tranche la plus centrale (0-20%) et la plus périphérique (60-90%) ne sont pas fournies explicitement dans [55]. Cependant, les valeurs pour les tranches 0-5%, 5-10%, 10-20%, 60-80%, 80-85% et 85-90% y sont tabulées. La valeur de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ dans les deux tranches manquantes est donc calculée à l'aide d'une moyenne pondérée par la largeur des tranches fournies par la référence. Les erreurs sont propagées et toutes les valeurs peuvent être trouvées dans le tableau 4.5.

Tableau 4.5 — Erreurs systématiques totales sur le rapport $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho+\sigma_\omega)$ en fonction de la centralité et du nombre moyen de participants tirés de [55].

Centralité	$\langle N_{\text{part}} \rangle$	Err. Sys. $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$
0-20%	308.1±5.17	36.3%
20-40%	157.8±3.10	19.5%
40-60%	69.13±2.00	12.5%
60-90%	17.39±0.52	7.7%
0-90%	124.7±1.33	17.3%

La figure 4.44 montre le résultat obtenu. Une augmentation du rapport en collisions Pb-Pb est observée par rapport aux collisions p-p. Le rapport augmente rapidement des événements les plus périphériques vers les événements mi-périphériques puis sature pour les événements les plus centraux autour de 0.28. On mesure une augmentation du rapport pour la tranche la plus centrale d'un facteur ∼2.2 par comparaison avec la tranche la plus périphérique et ∼3 par rapport à la valeur extraite en collisions p-p. Cependant, l'erreur sur la mesure est grande et ne permet pas d'être plus quantitatif.

Une comparaison du rapport obtenu dans ALICE avec les mesures précédentes faites au SPS en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ est montrée en figure 4.45. Le rapport mesuré par ALICE est supérieur à celui obtenu au SPS sur toute la gamme en centralité. Cette différence est attribuée à l'augmentation de l'énergie disponible dans le centre de masse. Elle indique un accroissement de la production d'étrangeté au LHC par rapport au SPS. En comparant les collisions les plus centrales aux collisions les plus périphériques, on observe une saturation plus rapide du rapport au LHC par comparaison à ce qui a été observé au SPS. Ceci

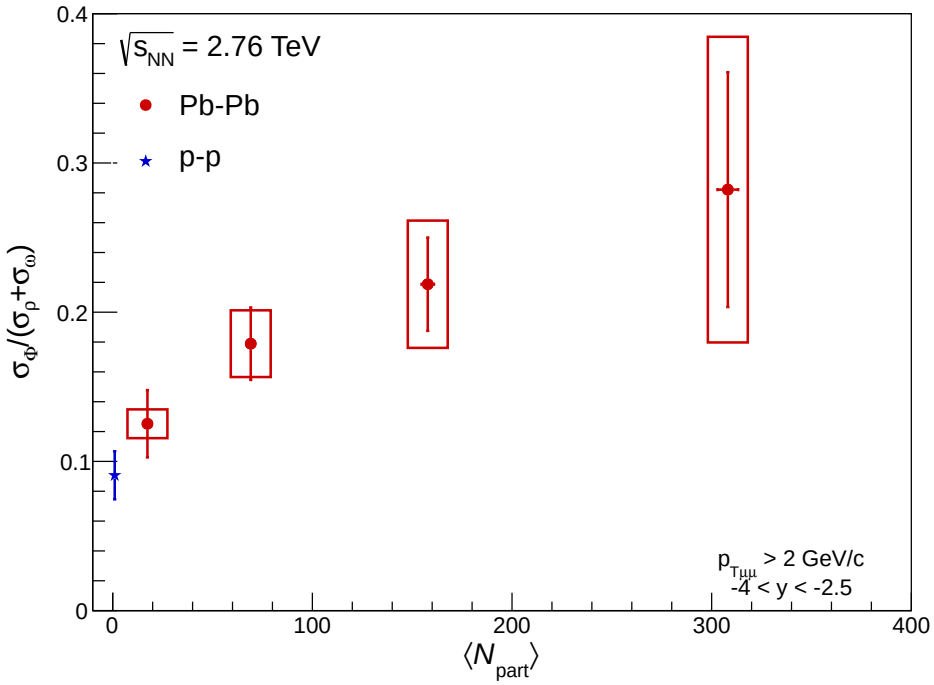


FIGURE 4.44 – Rapport $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho+\sigma_\omega)$ en fonction du nombre moyen de participants à la collision. Les barres correspondent aux erreurs statistiques et les boîtes aux erreurs systématiques

reflète le fait que la densité d'énergie disponible à la collision et la température du milieu au LHC sont bien supérieurs. On peut interpréter ce résultat comme une équilibration plus rapide de l'étrangeté au LHC en fonction de la centralité.

4.4.1.2 Nombre de Φ et de $\rho+\omega$ générés en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$

Le nombre moyen de Φ et de $\rho+\omega$ produits par événement dans l'acceptance du spectromètre en fonction de $\langle N_{\text{part}}\rangle$ peut être extrait. Pour cela, le nombre de résonances reconstruites doit être corrigé du facteur $A\times\varepsilon$ et du rapport d'embranchement.

Pour obtenir le nombre de résonances produites par événement, il faut normaliser les valeurs obtenues par le nombre d'événements de biais minimum (MB) correspondant à l'échantillon de données analysées. Le nombre d'événements de l'échantillon correspond au nombre de déclenchements MUL enregistrés pour cette mesure (voir tableau 4.2). Il faut donc déterminer le nombre d'événements de biais minimum équivalent au lot de données MUL enregistrées. On trouve :

$$N_{MB}(0-100\%) = N_{MUL}(0-90\%)\cdot\alpha\cdot F_{norm} \quad . \tag{4.26}$$

$\alpha = 10/9$ est un facteur de normalisation qui permet de passer de la classe de centralité 0-90% à 0-100%. F_{norm} est un facteur permettant d'établir la correspondance entre le

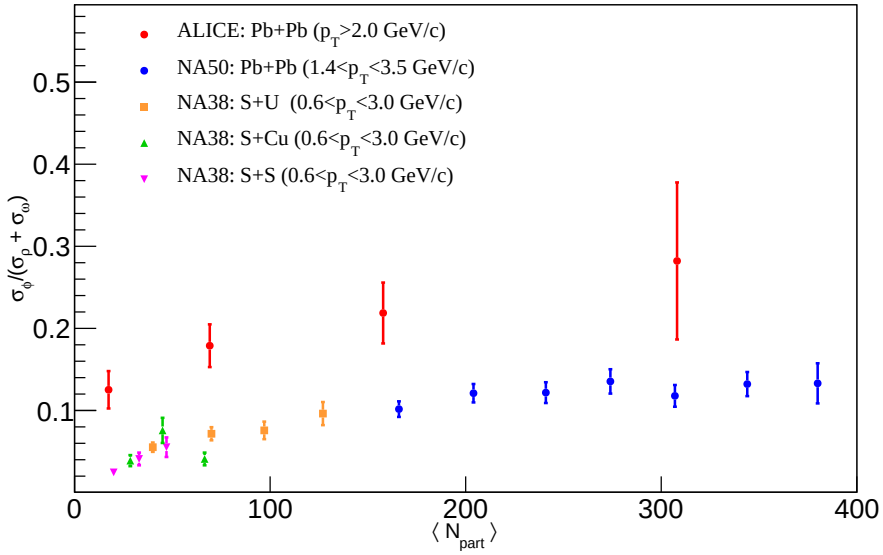


FIGURE 4.45 — Comparaison entre les rapports $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$ en fonction du nombre moyen de participants à la collision mesuré par les expériences du SPS et par ALICE au LHC [29].

nombre d'événements MUL et le nombre d'événements de biais minimum. Il est défini comme :

$$F_{norm} = \frac{N^{\mu}_{MB}}{N^{\mu-MB}_{\mu}} \quad , \tag{4.27}$$

où N^{μ}_{MB} est le nombre de muons simples collectés avec le déclencheur de biais minimum et $N^{\mu-MB}_{\mu}$ est le nombre de muons simples collectés avec le déclencheur MB et appartenant aussi aux événements MUL. Ce facteur de normalisation a été déterminé par le groupe d'analyse du J/ψ et plus de détails peuvent être trouvés dans la référence [56]. La valeur obtenue est : $F_{norm} = 27.27 \pm 0.01$ (stat.) $\pm$ 0.982 (sys.). L'erreur systématique a été évaluée en mesurant F_{norm} avec différentes classes de déclenchement (CCENT : centraux, CSEMI : semi-centraux) ou encore en utilisant directement les traces reconstruites dans les OCDB (Offline Conditions Data Base). On obtient $N_{MB}(0-100\%) = 5.211 \cdot 10^8$. De plus, la distribution en centralité des événements de biais minimum est plate (*i.e* le nombre d'événements dans deux tranches de même largeur est identique). Il est donc aisé de déterminer le nombre d'événements de biais minimum correspondant à notre échantillon dans les différentes classes de centralité :

$$N_{MB}(0-20\%) = N_{MB}(20-40\%) \tag{4.28}$$
$$= \frac{2}{3} \cdot N_{MB}(60-90\%) \tag{4.29}$$
$$= \frac{1}{5} \cdot N_{MB}(0-100\%) \tag{4.30}$$

Les valeurs obtenues sont listées dans le tableau 4.6. L'erreur systématique sur F_{norm} est de 3.6% et elle est propagée pour déterminer l'erreur sur le nombre d'événements MB correspondant à notre lot de données. Cette erreur est par la suite incluse dans l'erreur systématique de la mesure. On peut ensuite calculer la luminosité intégrée pour notre échantillon :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{N_{MB}(0-100\%)}{\sigma_{PbPb}} \quad . \tag{4.31}$$

$\sigma_{PbPb} = 7.64 \pm 0.01$ (stat.) $\pm$ 0.22 (sys.) b est la section efficace Pb-Pb issue de la référence [55] et mesurée à l'aide d'un modèle de Glauber en ajustant le spectre en amplitude du VZERO avec une distribution binomiale négative (NBD)[17]. On trouve alors $\mathcal{L}_{int} = 68.2 \pm 3$ (sys.) mb^{-1}. L'erreur systématique sur la mesure de la luminosité provient des 3.6% d'erreur sur F_{norm} et des 2.6% d'erreur sur σ_{PbPb}.

Tableau 4.6 – Nombre d'événements de biais minimum équivalent à l'échantillon de données MUL utilisé dans l'analyse.

Centralié	N_{MB} (10^8)	Erreur (10^6)
0-20%	1.042	3.75
20-40%	1.042	3.75
40-60%	1.042	3.75
60-90%	1.563	5.63
0-90%	5.210	18.76

Le nombre moyen de résonances par événement s'obtient donc par :

$$\langle N_i \rangle = \frac{N_i^{gen}}{N_{MB}} \quad . \tag{4.32}$$

où $i = \Phi$, $\rho+\omega$. Le nombre de résonances par événement sur $\langle N_{\text{part}} \rangle$ est alors tracé en fonction du nombre moyen de participants à la collision pour le Φ (figure 4.46 à gauche) et pour le $\rho+\omega$ (figure 4.46 à droite). Le même comportement est observé sur les deux figures. Le nombre moyen de Φ et de $\rho+\omega$ normalisé au nombre moyen de participants augmente des événements périphériques vers les événements semi-centraux puis diminue pour les événements les plus centraux.

17. Il faut noter qu'une mesure de la section efficace Pb-Pb a été faite à l'aide du scan de Van der Meer. La valeur obtenue est compatible avec celle fournie par le modèle de Glauber (7.7 $\pm$ 0.6 b) mais l'erreur sur la mesure étant supérieure, la valeur avec la plus petite incertitude est utilisée.

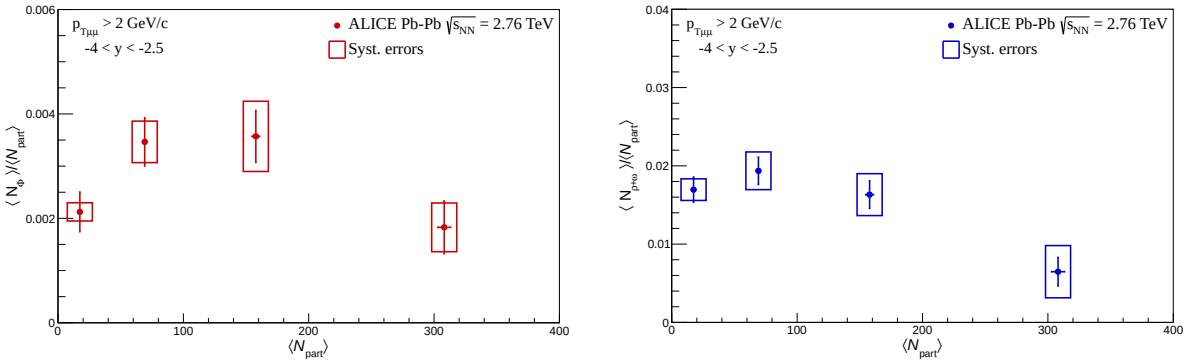


FIGURE 4.46 – $\langle N_\Phi \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$ (gauche) et $\langle N_{\rho+\omega} \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$ (droite) en fonction de N_{part}. Les barres sont les erreurs statistiques et les boîtes les erreurs systématiques.

Les résultats obtenus sont comparés avec les mesures faites au SPS pour le Φ (figure 4.47) [57]. La mesure d'ALICE est extrapolée à la totalité de l'espace des phases de la façon suivante :

$$N_\Phi(4\pi) = \frac{N_\Phi(-4 < y < -2.5, p_T > 2)}{\varepsilon_y \cdot \varepsilon_{p_T}} \quad . \tag{4.33}$$

où les facteurs $\varepsilon_y = 0.109$ et $\varepsilon_{p_T} = 0.0733$ sont respectivement les facteurs d'extrapolation pour la rapidité et pour l'impulsion transverse. Ces facteurs sont évalués comme le rapport entre les distributions en rapidité/p_T dans l'espace des phases étudié par ALICE et ces distributions dans tout l'espace des phases [18]. La forme globale de la distribution est différente de celle observée au SPS. Les points les plus périphériques suivent une tendance similaire à ceux fournis par l'expérience NA60. Cependant, pour les collisions les plus centrales, le nombre de Φ produit par événement évolue qualitativement différemment de ce qui a été extrait par NA60. Enfin le rapport $\langle N_\Phi \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$ mesuré par ALICE est d'un ordre de grandeur supérieur à ceux du SPS. Ceci indique probablement une augmentation assez importante de la section efficace de production du Φ par nucléon aux énergies du LHC par rapport aux énergies du SPS [19]. Pour faire une comparaison plus quantitative, il faudrait normaliser notre mesure par le rapport des sections efficaces de production par nucléon du Φ aux énergies du SPS et du LHC. Malheureusement, de telles mesures ne sont pas disponibles pour le moment.

4.4.2 R_{CP} du Φ et du $\rho + \omega$

Le R_{CP} est le rapport entre le nombre de résonances générées dans chaque classe de centralité et la classe la plus périphérique (60-90%). Le nombre de résonances est

18. L'hypothèse faite sur la forme de la distribution pourrait être une source importante d'erreur sur ce facteur. Dans cette analyse elle est négligée, mais ce point est à l'étude au sein du groupe d'analyse sur les mésons vecteurs de basses masses d'ALICE.

19. Il faut noter ici que du SPS au LHC, l'énergie disponible dans le centre de masse a été accrue d'un facteur 160 environ.

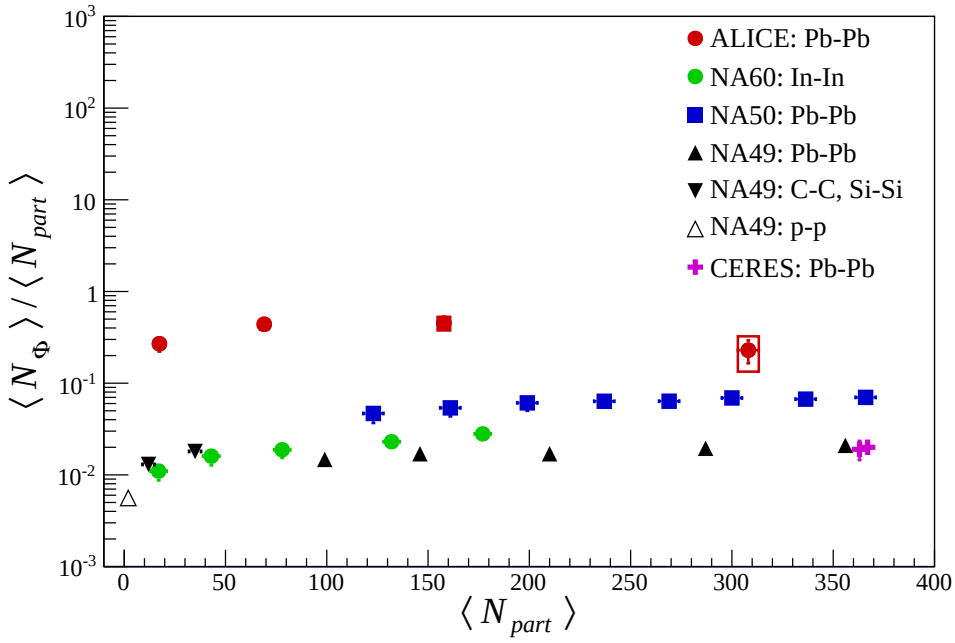


FIGURE 4.47 – Comparaison des valeurs de $\langle N_\Phi \rangle / \langle N_{\text{part}} \rangle$ mesurées par ALICE et extrapolées à tout l'espace des phases et différentes mesures réalisées au SPS [57].

normalisé par le facteur de recouvrement des noyaux incidents pour chaque classe de centralité. Le R_{CP} s'écrit comme :

$$R_{CP} = \frac{N(cent)}{T_{AA}(cent)} \cdot \frac{T_{AA}(60-90\%)}{N(60-90\%)} \quad , \tag{4.34}$$

où $cent$ = 0-20%, 20-40% et 40-60%, N est le nombre de résonances corrigé du facteur $A \times \varepsilon$ et normalisé par le nombre d'événements de biais minimum équivalent à l'échantillon MUL analysé et T_{AA} est le facteur de recouvrement des noyaux extrait à l'aide du modèle de Glauber [55].

Le R_{CP} peut fournir, à l'image du facteur de modification nucléaire (R_{AA}), des informations sur les effets de milieu en fonction de la centralité. Contrairement au R_{AA}, le R_{CP} a pour avantage d'être un rapport entre deux quantités définies dans le même système, on peut donc s'affranchir de la comparaison délicate de deux systèmes physiques de nature différentes et des erreurs systématiques correspondantes.

La figure 4.48 montre le résultat obtenu pour Φ (rouge) et $\rho + \omega$ (bleu). On observe une forte suppression en allant des événements périphériques vers les centraux. Le méson Φ est supprimé à hauteur de 75% pour les événements les plus centraux et $\rho + \omega$ est supprimé à hauteur de 90%.

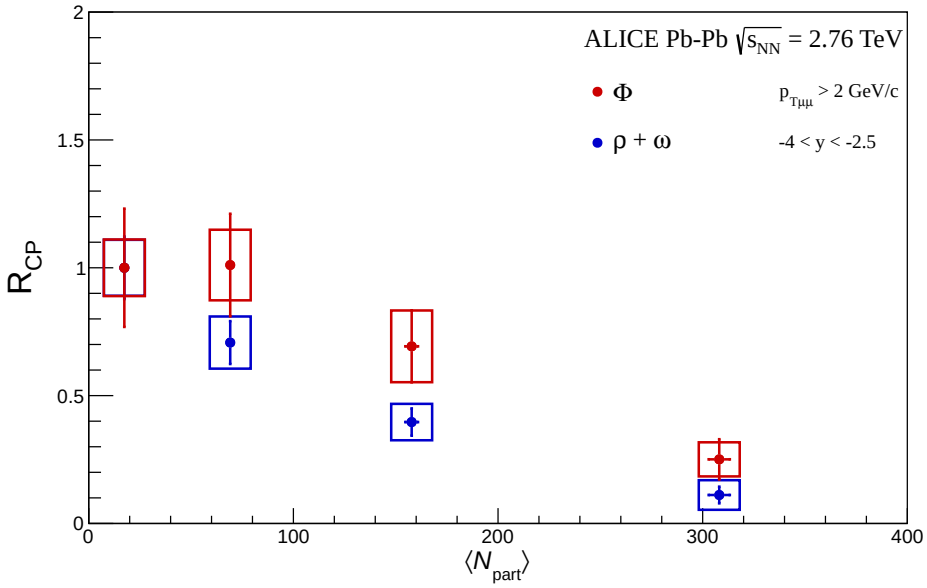


FIGURE 4.48 – R_{CP} du Φ (rouge) et du $\rho+\omega$ (bleu) en fonction du nombre moyen de participants à la collision.

4.4.3 Inclusion de la radiation thermique du QGP et de la forme du $\rho+\omega$ dans le milieu

Comme discuté en section 4.2, l'excès en dileptons observé au SPS s'explique par une modification de la masse du ρ dans le milieu. Aux énergies du LHC, le temps de vie du QGP étant significativement plus grand qu'au SPS, un tel effet commencerait à être visible aussi pour le méson ω [11]. Par ailleurs, un milieu thermalisé comme le QGP émet un rayonnement sous forme de dileptons thermiques. Dans cette section on tentera d'inclure ces deux contributions au spectre en masse invariante dimuon suivant les prédictions données par le modèle R. Rapp [11]. Il faut noter que ces prédictions sont disponibles uniquement pour des événements centraux (0-20%) et pour une gamme en masse invariante comprise entre 0.2 et 5 GeV/c^2.

4.4.3.1 Construction d'un générateur paramétrique

La première étape dans cette étude est la construction d'un générateur permettant de simuler la production de paires de muons issues de la radiation thermique du QGP ou de la désintégration d'un ρ ou d'un ω dans le milieu. Pour cela on dispose des distributions en p_T en fonction de la masse des dimuons générés pour ces deux contributions (tirées de [58]). Ces dernières sont présentées en figure 4.49.

Le but est de reproduire les effets d'appareillage sur ces distributions en masse. Pour cela, pour chaque dimuon généré, on tire au hasard sa masse et son impulsion transverse en se basant sur les distributions de la figure 4.49. La cinématique des deux muons

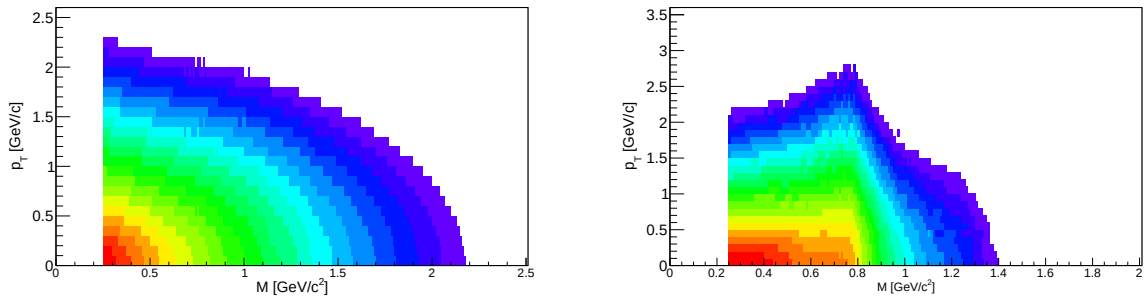


FIGURE 4.49 — Distributions dans le plan M-p_T des dimuons générés pour la radiation du QGP (gauche) et pour le $\rho+\omega$ dans le milieu (droite) tirées des calculs venant de [58].

générés est alors construite en supposant l'absence d'effet de polarisation (La distribution d'angle polaire est plate en fonction de $\cos\theta$) et GEANT3 prend en charge leur transport à travers l'appareillage. Après application des coupures sur les muons, propres à notre analyse, on obtient la distribution en masse en fonction de p_T des dimuons reconstruits (figure 4.50). Le spectre en masse de chacune des contributions est alors extrait pour une impulsion transverse du dimuon supérieure à 2 GeV/c et inclut dans le « cocktail » hadronique.

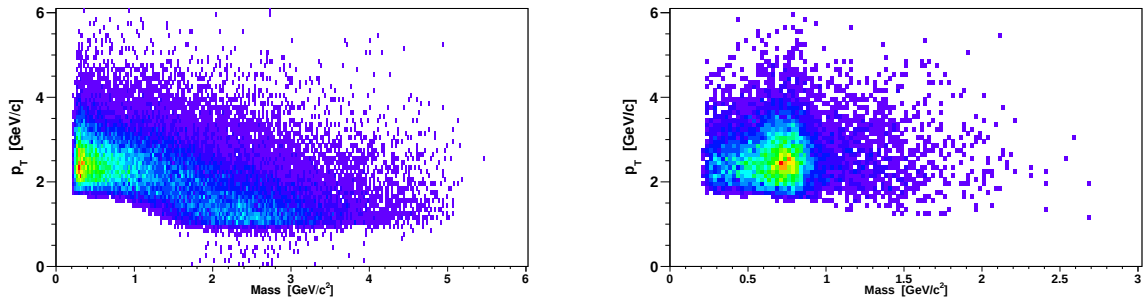


FIGURE 4.50 — Distributions dans le plan M-p_T des dimuons reconstruits pour la radiation du QGP (gauche) et pour le $\rho+\omega$ dans le milieu (droite) tirées des calculs venant de [58].

4.4.3.2 Ajustement du spectre avec le nouveau « cocktail » hadronique

Afin d'estimer la contribution de la radiation thermique du QGP et de la distribution en masse du ρ dans le milieu lors de l'ajustement, trois tests sont proposés :

- fixer les deux nouveaux processus à la normalisation du ω dans le vide [20] ;
- laisser le $\rho+\omega$ dans le milieu libre et la radiation du QGP fixée au ω dans le vide ;
- et laisser les deux contributions libres.

20. Les facteurs de normalisation de la radiation du QGP et de $\rho+\omega$ dans le milieu par rapport au ω dans le vide sont aussi fournis par [58].

Dans un premier temps, on fixe donc ces deux contributions à la normalisation du ω dans le vide. La figure 4.51 montre le résultat de l'ajustement des données. Le spectre est correctement reproduit et le nombre de Φ et $N_{\rho+\omega}$ obtenu (1093.4±306.2 et 675.6±142.2) sont compatibles avec ceux venant de l'ajustement avec un « cocktail » classique (1161.1±304.0 et 767.1±213.3, voir tableau 4.3). Par conséquent, la modification éventuelle de la masse du ρ (ou du ω) dans le milieu n'a pas d'effet significatif sur l'extraction du nombre de Φ.

Le second test laisse le $\rho+\omega$ dans le milieu libre et la radiation du QGP fixée au ω dans le vide (figure 4.52). Dans ce cas, la contribution du ρ devient négligeable.

Enfin le dernier test ne pose aucune contrainte sur la normalisation des deux nouveaux processus. Après minimisation, la contribution de la radiation du QGP et du $\rho+\omega$ dans le milieu est négligeable (figure 4.53). Une nouvelle fois l'ajustement reproduit bien les données avec le « coktail » hadronique classique tout en obtenant des nombres de Φ et $\rho+\omega$ compatibles avec les valeurs du tableau 4.3.

Pour conclure, l'échantillon statistique étudié est probablement trop petit pour statuer sur la présence d'un excès à basses masses dans le canal dimuons. L'analyse n'est, pour le moment, pas assez sensible au vu des erreurs expérimentales.

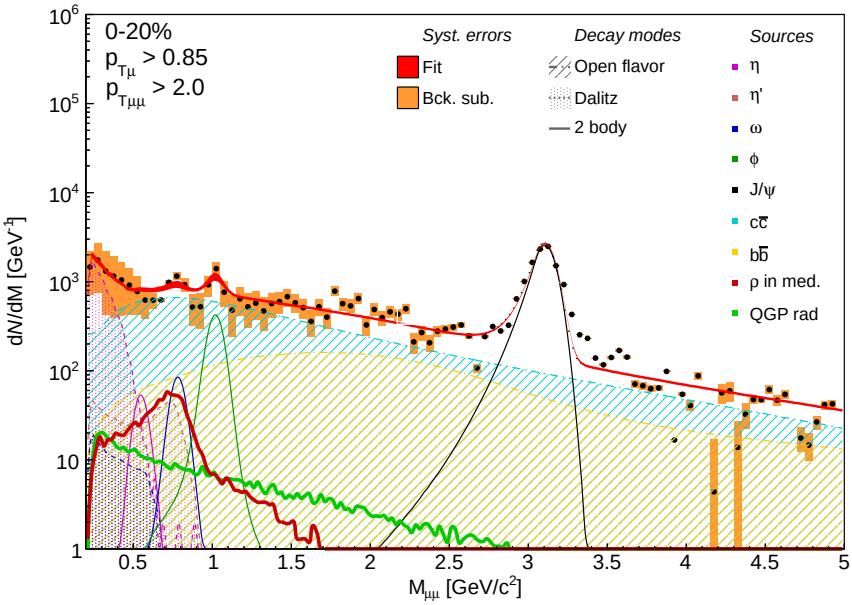


FIGURE 4.51 — Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du $\rho+\omega$ dans le milieu et la radiation du QGP fixées à la normalisation du ω dans le vide.

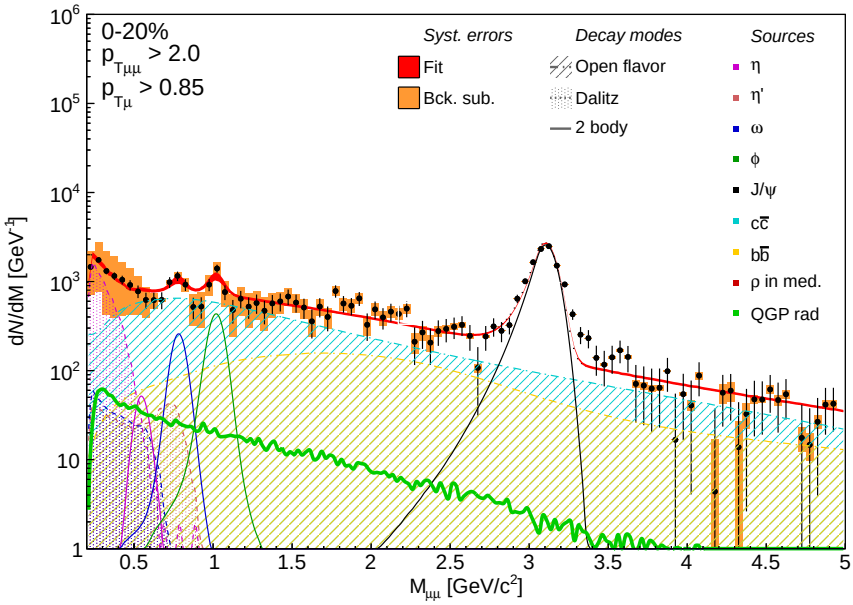


FIGURE 4.52 — Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du $\rho + \omega$ dans le milieu laissée libre et la radiation du QGP fixée à la normalisation du ω dans le vide. Le niveau de la distribution $\rho + \omega$ dans le milieu est trop faible pour être visualisé.

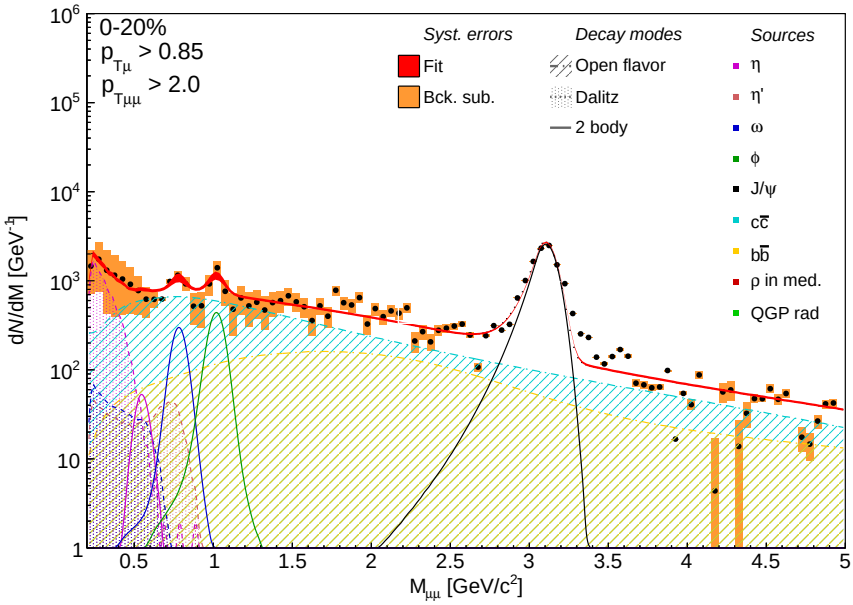


FIGURE 4.53 — Ajustement du spectre en masse invariante dimuon avec le « cocktail » hadronique contenant la contribution du $\rho + \omega$ dans le milieu et la radiation du QGP laissées libres.

4.5 Conclusion et perspectives

L'analyse des mésons vecteurs de basses masses a été menée en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV. L'étude approfondie des effets des différentes coupures sur la significance a permis de définir un jeu de coupures optimal pour l'extraction du signal. Le bruit de fond non-corrélé a été soustrait grâce à la technique de mélange d'événements. Cette méthode a permis de garder l'estimation du bruit de fond combinatoire sous contrôle. Cependant, cette méthode éprouve des difficultés lorsqu'on s'approche du seuil en masse invariante du spectre. Des simulations du signal pur, ou avec un bruit de fond réaliste, ont permis d'extraire les formes et les facteurs $A \times \varepsilon$ des différentes contributions au signal. On a pu alors, pour la première fois à cette énergie, ajuster le spectre en masse invariante dimuons jusqu'à 9 GeV/c^2 avec un « cocktail » hadronique. Des études ont été menées pour tenter de fixer le rapport des saveurs lourdes ouvertes à partir les données. Cette méthode se place comme une alternative à l'utilisation de la mesure de LHCb qui correspond à un autre système et à une autre énergie par rapport aux données analysées. Enfin une étude systématique a été conduite sur les différentes sources d'incertitudes systématiques possibles à l'aide du critère proposé par R. Barlow.

À partir de cette analyse, on a pu mesurer le rapport $\sigma_\Phi/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$. On observe une augmentation de ce rapport par comparaison avec la référence p-p. En fonction de la centralité, le rapport montre une faible augmentation en fonction de la centralité tout en restant compatible avec une hypothèse de saturation. Enfin, ce rapport a été confronté à des mesures précédentes du SPS. Pour les collisions les plus centrales, notre mesure est d'un facteur environ 2 plus faible que celles fournies par les expériences du SPS pour un écart en énergie dans le centre de masse d'un facteur 160 environ. Cette saturation rapide de la valeur obtenue par ALICE indique une température dans le milieu bien supérieure à celle atteinte au SPS et une équilibration de l'étrangeté plus rapide. On a pu ensuite extraire les nombres de Φ et de $\rho + \omega$ moyens normalisés au nombre de participants. L'évolution de cette mesure en fonction de la centralité et la comparaison avec les mesures précédentes suggère une forte augmentation de la section efficace de production par nucléon du Φ aux énergies du LHC par rapport à celle du SPS. L'extraction du R_{CP} montre une forte suppression de la production des mésons vecteurs de basse masse avec la centralité de la collision. Cette suppression est respectivement de 75% et 90% pour le Φ et le $\rho + \omega$. Enfin, la radiation thermique du QGP et la forme du $\rho + \omega$ dans le milieu ont été incluses dans le cocktail hadronique pour ajuster le spectre en masse. Cependant, la statistique accumulée n'est pas suffisante pour pouvoir tirer des informations concernant la contribution ces deux processus dans le spectre en masse invariante dimuon.

Quelques études complémentaires restent à mener. Avec les données p-p de 2013, l'extraction du R_{AA} devrait être obtenue. De plus, l'analyse en cours des données p-Pb et Pb-p devrait permettre de mieux comprendre les résultats obtenus en collisions Pb-Pb. Cependant, l'analyse conduite dans ce dernier chapitre souffre d'un manque de statistique et ne permet pas une analyse différenciée ou une étude fiable de la présence d'un excès en dimuons par rapport au « cocktail » conventionnelle. Les mesures sont donc pénalisées par des incertitudes assez large et ne permettent pas de conclusion quant à, par exemple,

la présence d'un excès en dileptons induit par la modification de la masse du $\rho+\omega$ et une contribution au spectre en masse de la radiation thermique du QGP. Outre l'accumulation d'une plus grande statistique, l'analyse pourrait être améliorée par une meilleur contrainte des saveurs lourdes ouvertes. Notamment, une analyse du rapport beauté sur charme en fonction de la centralité n'est actuellement pas faisable dans le canal dimuons. Enfin, l'ajout du MFT en amont du spectromètre à muons permettra d'augmenter de façon significative la robustesse d'une telle analyse, en augmentant la résolution aux basses masses d'un facteur 3, en diminuant les erreurs systématiques du même facteur et en permettant une étude plus précise des saveurs lourdes ouvertes.

Bibliographie

[1] CERN, "Welcome to aleph experiment", (2006) . http://aleph.web.cern.ch/aleph/aleph/Public.html.

[2] **ALEPH** Collaboration, A. Heister *et al.*, "THE ALEPH DETECTOR (APPARATUS FOR LEP PHYSICS)", .

[3] **ALEPH** Collaboration, S. Schael *et al.*, "Branching ratios and spectral functions of tau decays : Final ALEPH measurements and physics implications", *Phys.Rept.* **421** (2005) 191–284, arXiv:hep-ex/0506072 [hep-ex].

[4] **ALEPH** Collaboration, R. Barate *et al.*, "Measurement of the spectral functions of axial - vector hadronic tau decays and determination of $\alpha_s(M_\tau^2)$", *Eur.Phys.J.* **C4** (1998) 409–431.

[5] S. Borsanyi, Z. Fodor, C. Hoelbling, S. D. Katz, S. Krieg, *et al.*, "QCD transition temperature : full staggered result", arXiv:1011.4230 [hep-lat].

[6] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, "Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. 1.", *Phys.Rev.* **122** (1961) 345–358.

[7] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, "Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. ii", *Phys. Rev.* **124** (Oct, 1961) 246–254. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.124.246.

[8] C. Ratti, S. Rossner, M. Thaler, and W. Weise, "Thermodynamics of the pnjl model", *The European Physical Journal C* **49** no. 1, (2007) 213–217. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-006-0065-x.

[9] G. Chanfray, M. Ericson, and P. A. Guichon, "Chiral symmetry and quantum hadrodynamics", *Phys.Rev.* **C63** (2001) 055202, arXiv:nucl-th/0012013 [nucl-th].

[10] Z. Aouissat, G. Chanfray, P. Schuck, and J. Wambach, "A Nonperturbative treatment of the pion in the linear sigma model", *Nucl.Phys.* **A603** (1996) 458–470, arXiv:nucl-th/9604023 [nucl-th].

[11] R. Rapp, "Theory of Soft Electromagnetic Emission in Heavy-Ion Collisions", *Acta Phys.Polon.* **B42** (2011) 2823–2852, arXiv:1110.4345 [nucl-th].

[12] E. V. Shuryak, "Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter", *Physics Reports* **61** no. 2, (1980) 71 – 158. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157380901052.

[13] J. Rafelski and B. Müller, "Strangeness production in the Quark-Gluon Plasma", *Phys. Rev. Lett.* **48** (Apr, 1982) 1066–1069. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.48.1066.

[14] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski, "Strangeness in relativistic heavy ion collisions", *Physics Reports* **142** no. 4, (1986) 167 – 262. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157386900967.

[15] J. Schaffner-Bielich, "What is so special about strangeness in hot matter ?", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **30** no. 10, (2004) R245. http://stacks.iop.org/0954-3899/30/i=10/a=R02.

[16] A. Shor, "φ-meson production as a probe of the quark-gluon plasma", *Phys. Rev. Lett.* **54** (Mar, 1985) 1122–1125. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.1122.

[17] S. Okubo, "Consequences of quark-line (okubo-zweig-iizuka) rule", *Phys. Rev. D* **16** (Oct, 1977) 2336–2352. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.16.2336.

[18] D. Miśkowiec, "Collection of CERES results", *Nuclear Physics A* **774** no. 0, (2006) 43 – 50. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947406002442. QUARK MATTER 2005 : Proceedings of the 18th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions.

[19] **NA60** Collaboration, R. Arnaldi *et al.*, "NA60 results on thermal dimuons", *Eur.Phys.J.* **C61** (2009) 711–720, arXiv:0812.3053 [nucl-ex].

[20] W. J. Rapp, R. and H. van Hees, "The Chiral Restoration Transition of QCD and Low Mass Dileptons", arXiv:0901.3289 [hep-ph].

[21] J. Ruppert and B. Muller, "Waking the colored plasma", *Physics Letters B* **618** no. 1–4, (2005) 123–130. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269305005812.

[22] K. Dusling, D. Teaney, and I. Zahed, "Thermal dimuon yields at NA60", *Phys.Rev.* **C75** (2007) 024908, arXiv:nucl-th/0604071 [nucl-th].

[23] Geurts, F., "Dielectron measurements in STAR", *EPJ Web of Conferences* **36** (2012) 00010. http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20123600010.

[24] Campbell, S., "Light vector mesons and the dielectron continuum in PHENIX", *EPJ Web of Conferences* **36** (2012) 00006. http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20123600006.

[25] **STAR** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Enhanced strange baryon production in Au+Au collisions compared to p+p at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV", *Phys.Rev.* **C77** (2008) 044908, arXiv:0705.2511 [nucl-ex].

[26] **NA57** Collaboration, G. Bruno, "NA57 main results", *J. Phys.* **G35** (2008) 044005, arXiv:0710.2849 [nucl-ex].

[27] S. Hamieh, K. Redlich, and A. Tounsi, "Canonical description of strangeness enhancement from p-A to Pb-Pb collisions", *Phys.Lett.* **B486** (2000) 61–66, arXiv:hep-ph/0006024 [hep-ph].

[28] K. Redlich and A. Tounsi, "Strangeness enhancement and energy dependence in heavy ion collisions", *Eur.Phys.J.* **C24** (2002) 589–594, arXiv:hep-ph/0111261 [hep-ph].

[29] **NA50** Collaboration, Q. C. *et al.*, "φ and $\rho + \omega$ vector-mesons produced in lead-induced collisions", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **28** no. 7, (2002) 1809. http://stacks.iop.org/0954-3899/28/i=7/a=335.

[30] "A comparative measurement of $\varphi \to k^+k^-$ and $\varphi \to \mu^+\mu^-$ in in-in collisions at the CERN SPS", *Physics Letters B* **699** no. 5, (2011) 325 – 329. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311004278.

[31] **STAR** Collaboration, S.-Y. Blyth *et al.*, "φ-meson production in heavy-ion collisions at RHIC", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **32** no. 12, (2006) S461. http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=12/a=S56.

[32] **STAR** Collaboration, J. H. Chen *et al.*, "System size and energy dependence of φ meson production at RHIC", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **35** no. 10, (2008) 104053. http://stacks.iop.org/0954-3899/35/i=10/a=104053.

[33] **PHENIX** Collaboration, K. M. Kijima *et al.*, "φ-meson measurements and flavor-dependent nuclear suppression at RHIC-PHENIX", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **37** no. 9, (2010) 094002. http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=9/a=094002.

[34] **PHENIX** Collaboration, S. Adler *et al.*, "Production of Φ mesons at mid-rapidity in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions at RHIC", *Phys.Rev.* **C72** (2005) 014903, arXiv:nucl-ex/0410012 [nucl-ex].

[35] K. Nakamura and P. D. Group, "Review of particle physics", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **37** no. 7A, (2010) 075021. http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021.

[36] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/psi production in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *Phys. Lett.* **B704** (2011) 442–455, arXiv:1105.0380 [hep-ex].

[37] "ALICE logbook". https://alice-logbook.cern.ch/logbook.

[38] "ALICE run condition table". https://alimonitor.cern.ch/configuration.

[39] "ALICE run quality wiki page". https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/QAForTheSelectionOfGoodPhysicsRunsForMuonPhysics.

[40] "ALICE run quality wiki page". https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/PWG1EvSelDocumentation.

[41] "Christophe SUIRE, communication privée". .

[42] "2011 $j/\psi \to \mu\mu$ and r_{AA}". https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/JPsiPbPb2011Raa.

[43] E. Incani, A. De Falco, and G. Usai, "Light vector meson production at forward rapidity in p-p collisions at the LHC with the ALICE detector". PhD thesis, Cagliari, Università di Cagliari, Mar, 2013. Defended 03 Apr 2013.

[44] L. Massacrier, "La physique des (di)muons dans ALICE au LHC : analyse en collisions p-p $\sqrt{s} = 7$ TeV) et Pb-Pb ($\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV) des résonances de basses masses (ρ, ω, φ) et étude d'un trajectographe en pixels de silicium dans l'ouverture du spectromètre". PhD thesis, Université de Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, Mar, 2013. Soutenue le 26 Oct 2011.

[45] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Light vector meson production in $p-p$ collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *Phys.Lett.* **B710** (2012) 557–568, arXiv:1112.2222 [nucl-ex].

[46] L. Aphecetche *et al.*, "ALICE internal note alice-int-2009-044". https://edms.cern.ch/document/1054937/1.

[47] "PYTHIA home page". http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html.

[48] **CERES** Collaboration, J. Milosevic, "Strange particle production and elliptic flow from CERES", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **32** no. 12, (2006) S97. http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=12/a=S12.

[49] A. Uras, "Low mass dimuon production in p-a collisions at 400*gev/c* with the NA60 detector". PhD thesis, Università degli Studi di Cagliari, (2011) .

[50] P. Z. Skands, "The Perugia Tunes", arXiv:0905.3418 [hep-ph].

[51] **LHCb** Collaboration, R. Aaij *et al.*, "Prompt charm production in *pp* collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV", *Nucl.Phys.* **B871** (2013) 1–20, arXiv:1302.2864 [hep-ex].

[52] **LHCb** Collaboration, R. Aaij *et al.*, "Measurement of $\sigma(pp \to b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region", *Phys.Lett.* **B694** (2010) 209–216, arXiv:1009.2731 [hep-ex].

[53] R. Barlow, "Systematic errors : Facts and fictions", arXiv:hep-ex/0207026 [hep-ex].

[54] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "J/ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 2.76$ TeV", *Phys. Rev. Lett.* **109** (Aug, 2012) 072301. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.072301.

[55] **ALICE** Collaboration, "Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 TeV with ALICE", Tech. Rep. arXiv :1301.4361. CERN-PH-EP-2012-368, CERN, Geneva, Dec, 2012. Comments : 37 pages, 16 figures, authors from page 31.

[56] A. Lardeux, "Etude de la production de *j/ψ* dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 *TeV* avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC". PhD thesis, Ecole des Mines, Université de Nantes, (2013) .

[57] R. Arnaldi *et al.*, "φ production in In-In collisions at 158 GeV", *The European Physical Journal C* **64** no. 1, (2009) 1–18. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1137-5.

[58] R. Rapp, "private communication". .

Conclusions

Bilan

Ce manuscrit arrive à présent à son terme. On dressera ici un bilan des activités de recherche réalisées au cours de ces trois années de doctorat. Le manuscrit est principalement tourné vers l'analyse des données collectées en collisions Pb-Pb à 2.76 TeV durant les années 2010 et 2011 soit deux périodes : LHC10h et LHC11h. Il traite principalement de la mesure de la densité en particules chargées en fonction de la pseudo-rapidité et de l'étude des mésons vecteurs de basses masses. Ces deux axes ont été abordés pour leur intérêt pour la compréhension de la dynamique des collisions d'ions lourds et l'étude du plasma de quarks et de gluons, un état déconfiné de la matière nucléaire créé lors de telles collisions à très haute énergie.

En 2010, la statistique accumulée n'était pas suffisante pour l'étude des mésons vecteurs de basses masses, on s'est donc intéressé à la mesure de la densité en particules chargées en fonction de la pseudo-rapidité avec le VZERO. Cette mesure a été réalisée en collaboration avec le groupe ALICE de l'Institut Neils Bohr (NBI) de Copenhague au Danemark pour la partie avec le FMD. Pour cela, une nouvelle technique d'analyse utilisant les collisions satellites a été développée à Lyon et utilisée par la suite à Copenhague. Les résultats obtenus ont été présentés à la communauté dans plusieurs conférences internationales et donneront lieu à un article scientifique dans la revue *Physics Letters B*.

En 2011, la luminosité intégrée enregistrée en collisions Pb-Pb par l'expérience ALICE fut suffisante pour extraire convenablement les signaux laissés par les mésons vecteurs de basses masses. L'analyse a donc été réalisée en collaboration avec le groupe ALICE de l'Institut National de Physique Nucléaire (INFN) de Cagliari en Italie. Dans cette analyse, le parti a été pris, à Lyon, de contraindre le rapport beauté ouverte sur charme ouvert avec les données. Par comparaison, le groupe de Cagliari utilise la mesure réalisée par LHCb en collisions p-p à 7 TeV pour contraindre ce rapport. L'analyse développée est donc indépendante de celle réalisée en Italie et permet d'effectuer la même mesure avec des critères de départ légèrement différents pour vérifier la stabilité et la robustesse des résultats. La finalisation des résultats est en cours afin de pouvoir soumettre une première version de la publication à la collaboration en fin d'année 2013.

Le premier chapitre de ce manuscrit a permis d'introduire les concepts fondamentaux utilisés en physique des ions lourds et plus particulièrement ceux qui concernent directement les résultats obtenus pendant ces trois années. Le deuxième chapitre, quant à lui, décrit les outils expérimentaux utilisés et dresse un bilan non-exhaustif des performances actuelles de l'expérience ALICE. Par ailleurs, ce chapitre détaille la faisceaulogie du LHC permettant la

production de collisions satellites au niveau de l'expérience. Ces collisions particulières sont directement en lien avec le chapitre 3.

Le chapitre suivant traite donc de la mesure de la densité en particules chargées en fonction de la pseudo-rapidité en collisions Pb-Pb pour 0-30% des collisions les plus centrales. La mesure à mi-rapidité est basée sur la reconstruction de tracelettes dans le SPD alors que celle vers l'avant utilise une technique originale spécifiquement développée pour cette étude. Cette technique utilise les collisions satellites et est largement détaillée dans ce manuscrit. Elle permet de réduire la proportion de particules secondaires contribuant au signal et de faire la mesure sur la plus large gamme en pseudo-rapidité disponible au LHC (10 unités). La comparaison des résultats avec plusieurs modèles théoriques montre que la forme et le niveau des distributions obtenus sont les mieux reproduits à mi-rapidité ($|\eta| < 2$) par le modèle CGC (Color Glass Condensate). Néanmoins, le modèle phénoménologique RDM (Relativistic Diffusion Model) est celui qui décrit avec le plus de précision la distribution dans son ensemble. Ces comparaisons confirment l'idée d'une forte contribution des gluons lors des collisions aux énergies du LHC. En outre, l'évolution de la densité en particules chargées a été étudiée en fonction du nombre moyen de participants à la collision $\langle N_{\text{part}} \rangle$ et de l'échelle longitudinale $y' = \eta - y_{\text{beam}}$. L'évolution en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ est semblable à celle observée à mi-rapidité ($|\eta| < 0.5$) pour les collisions comprises en 0-30% les plus centrales. Par ailleurs, la comparaison des mesures obtenues au LHC avec celles provenant des analyses faites au RHIC en fonction de y' a été réalisée dans plusieurs intervalles en centralité. Au regard des erreurs sur les mesures, la limite de fragmentation est conservée au LHC malgré une augmentation d'un facteur $\sim$10 de l'énergie dans le centre de masse. En outre, après l'extraction du nombre total de particules chargées produites à la collision N_{ch}, aucun changement significatif de l'évolution de ce dernier en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ n'a été observé au LHC par rapport au RHIC. Cependant, l'augmentation de N_{ch} en fonction de l'énergie dans le centre de masse est supérieure à celle attendue et viole la loi d'échelle linéaire observée dans les expériences précédentes (AGS, SPS et RHIC). Ce résultat permet aussi de montrer que la largeur de la distribution évolue proportionnellement à $\ln(\sqrt{s_{NN}})$ et que le niveau moyen de la distribution à mi-rapidité varie en loi de puissance de $\sqrt{s_{NN}}$. Enfin, la densité en particules chargées par unité de pseudo-rapidité pour les collisions les plus centrales (0-5%) a été convertie pour obtenir la distribution en particules chargées par unité de rapidité. L'établissement d'un plateau à mi-rapidité est caractéristique de la conservation du « boost » de Lorentz. Le résultat obtenu favorise un scénario de collision de type Bjorken par rapport à un scénario de type Landau. Il s'agit ici d'une indication concernant le fort degré de transparence des noyaux incidents aux énergies du LHC. De plus, le rapport entre la largeur de la distribution expérimentale et celle prédite par une hydrodynamique de Landau est comparé aux rapports obtenus à plus basses énergies. Une large déviation est observée au LHC par rapport aux mesures réalisées au SPS et est dans la continuité de ce qui avait déjà été vu au RHIC.

Le dernier chapitre traite de l'analyse des mésons vecteurs de basses masses en collisions Pb-Pb. La stratégie mise en place et les choix faits pour cette étude y ont été détaillés. Le rapport des contributions des saveurs lourdes ouvertes est fixé en ajustant le spectre en

masse invariante dimuon sur une large gamme en masse ($0.2 < M_{\mu^+\mu^-} < 9$ GeV/c^2) en incluant le J/ψ. Les nombres totaux de mésons Φ et $\rho + \omega$ ont pu être extraits dans quatre tranches en centralité (0-20%, 20-40%, 40-60% et 60-90%). Les valeurs obtenues sont fortement dépendantes de la centralité. Qualitativement, pour le Φ, la tendance observée en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ est similaire à celle obtenue au SPS dans CERES et NA50. Cependant, une comparaison quantitative nécessiterait une mise à l'échelle des données d'ALICE par le rapport des sections efficaces de production par nucléon du Φ aux énergies du SPS et du LHC. De telles mesures ne sont malheureusement pas disponibles à l'heure actuelle. L'étrangeté et son augmentation en collisions d'ions lourds par rapport aux collisions p-p a été étudiée par l'intermédiaire du rapport $\Phi/(\rho + \omega)$. Une augmentation de ce rapport est visible pour les collisions les plus centrales par rapport aux collisions périphériques et aux collisions p-p (d'un facteur $\sim$2.2 et $\sim$3 respectivement). Le rapport sature rapidement et met en évidence une équilibration rapide de l'étrangeté en fonction de la centralité en collisions Pb-Pb aux énergies du LHC. Ceci est d'autant plus visible lors de la comparaison des mesures obtenues dans cette analyse à 2.76 TeV avec celles fournies par le SPS à 17.2 GeV [21]. Les rapports sont compatibles pour la tranche la plus périphérique et les valeurs obtenues pour les événements plus centraux aux énergies du LHC saturent bien plus rapidement. Ceci signifie que, si on exclut les collisions périphériques, l'étrangeté se comporte comme une saveur légère (tels les quarks u et d) aux énergies du LHC. Les R_{CP} du Φ et du $\rho + \omega$ ont été extraits. Ils montrent tout deux une forte suppression pour les collisions les plus centrales (75% et 85% respectivement). Enfin, le spectre en masse invariante dimuon a été ajusté à l'aide de processus tenant compte de la modification de la fonction spectrale du $\rho + \omega$ dans le milieu et de la radiation du QGP. Avec les données actuellement enregistrées et par comparaison avec l'ajustement conduit avec le cocktail hadronique, l'analyse n'est pas sensible à la présence d'un excès en dimuons dans la région des basses masses.

Perspectives

On peut à présent mettre en perspective les travaux réalisés durant cette thèse à la fois sur le plan technique et physique.

Perspective sur l'analyse de la densité en particules chargées

La première étude sur la densité en particules chargées à l'aide des collisions satellites dans la région vers l'avant ne pourra probablement pas, d'un point de vue technique, être reproduite. En effet, l'angle de croisement des faisceaux maintenant non nul au niveau de l'expérience et les améliorations apportées sur l'injection et la qualité du faisceau par les ingénieurs travaillant sur le LHC ont réduit drastiquement les nombres de collisions satellites enregistrées par ALICE. L'analyse devra donc être conduite en utilisant les collisions au vertex nominal d'interaction. Pour cela, dans la région vers l'avant, il sera nécessaire

21. Les énergies sont données dans le centre de masse.

d'améliorer la description des détecteurs en simulation pour mieux comprendre le bruit de fond produit par les particules secondaires. Dans ce cadre, la technique des vertex déplacés développée ici pourra être un outil intérressant car il permet de "radiographier" le détecteur ALICE. Dans la région centrale, peu soumise à la production de particules secondaires grâce au design de l'ITS, des mesures d'une qualité équivalente seront possibles à d'autres énergies. Néanmoins, les améliorations apportées à l'ITS à l'horizon 2018 devraient permettre d'augmenter la qualité des mesures grâce notamment à une couverture en η étendue.

D'un point de vue physique, une mesure jusqu'à la rapidité du faisceau semble peu probable à l'avenir puisque aucun projet allant dans ce sens n'est à l'étude. Par ailleurs, l'utilisation des détecteurs actuels et des collisions nominales réduiront d'une unité la couverture en η dans la région vers l'avant. Par conséquent, les études concernant la limite de fragmentation devront toujours être faites à l'aide d'extrapolations. Afin d'être plus conclusif quant à l'existence d'une violation de la limite de fragmentation et quantitatif sur l'amplitude de cette violation, il sera nécessaire d'affiner les analyses pour réduire les erreurs systématiques. Ceci pourrait être possible grâce à l'utilisation du MFT et d'une technique similaire à celle employée avec le SPD après le LS2 en 2018. Dans un autre registre, l'utilisation des collisions nominales dans cette analyse permettra d'utiliser un ou plusieurs autres détecteurs que le ZDC pour l'estimation de la centralité. Ceci présente deux avantages : une réduction des erreurs systématiques (les erreurs sur les facteurs de corrections du ZEM n'auront plus lieu d'être) et la possibilité de mener l'analyse pour des événements plus périphériques.

Perspective sur l'analyse des mésons vecteurs de basses masses

D'un point de vue technique, la coupure implicite liée aux absorbeurs et la coupure du système de déclenchement du spectromètre à muons sur l'impulsion transverse, sont à l'origine de la faible statistique enregistrée par comparaison avec l'analyse portant sur le J/ψ. De plus, l'incertitude sur l'extrapolation des traces muons vers le point d'interaction à travers l'absorbeur frontal dégrade grandement la résolution en masse du détecteur à basses masses. Dans ce cadre, le projet MFT devrait permettre une amélioration importante de la résolution en masse (environ un facteur 2-3) et de la sensibilité à un excès en dimuons dans la région des basses masses (environ un facteur 3). En outre, le MFT permettra de fixer la composition et donc la forme de la contribution des saveurs lourdes ouvertes par la mesure précise de la section efficace du charme et de la beauté ouvertes.

Concernant directement l'analyse présentée dans ce manuscrit, plusieurs points peuvent encore être améliorés. Premièrement, la statistique limitée ne permet pas une analyse différenciée et une nouvelle prise de donnée en collisions Pb-Pb à la même énergie serait nécessaire pour cela. Cependant, ceci n'est pas prévu à l'avenir. Ensuite, la description de la forme de la contribution du charme ouvert peut être améliorée facilement avec la production d'un échantillon Monte Carlo plus important. Enfin, l'extraction du R_{AA} des mésons vecteurs devrait être possible avec la stratégie d'analyse présentée dans ce manuscrit. La comparaison du R_{AA} du Φ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ dans les canaux hadronique

et muonique apportera des informations sur les effets dans l'état final dans le canal hadronique (interaction des kaons avec le milieu).

Pour conclure, l'analyse sur la multipicité en particules chargées est terminée et en phase de publication. L'analyse des basses masses est en phase finale et le début des préparations pour la publication devrait intervenir en fin d'année. Pour cette dernière analyse, une production Monte Carlo plus importante de charme ouvert devra être réalisée pour réduire les erreurs systématiques. Par ailleurs, pour les deux études présentées dans ce travail de thèse, l'attention doit maintenant être portée sur l'analyse des données enregistrées en p-Pb (Pb-p) en 2013 qui permettront sans aucun doute d'accroitre notre compréhension des mesures effectuées en Pb-Pb.

Annexe A

Le modèle de Glauber

A.1 Généralités

En collisions noyau-noyau à grande énergie, le modèle de Glauber permet de décrire la géométrie de la collision [1, 2]. Les deux paramètres principaux du modèle sont la section efficace nucléon-nucléon (σ_{NN}) et la densité nucléaire. Les nucléons sont répartis suivant une distribution de Fermi de la forme :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0 + \omega(r/r_0)^2}{1 - exp(\frac{r-r_0}{\mathrm{a}})} \quad . \tag{A.1}$$

r est la distance du nucléon par rapport au centre du noyau, r_0 est la valeur du rayon du noyau [1], ρ_0 est la densité nucléaire moyenne ($\sim 0.17\ fm^{-3}$), a l'épaisseur de la surface [2], et ω est un paramètre de déformation qui tient compte de la déviation par rapport à la forme sphérique du noyau. Plus un noyau est sphérique plus le paramètre ω est faible. Dans la limite des noyaux sphériques comme le Plomb ou l'Or ($\omega \to 0$), la distribution de Fermi qui décrit la densité se réduit à une distribution de Wood-Saxon.

Ce modèle introduit trois grandeurs : le paramètre d'impact, le nombre de nucléons participants à la collisions N_{part} et le nombre de collisions binaires N_{coll}. Le paramètre d'impact b est défini sur la figure A.1. N_{part} correspond au nombre de nucléons participants à la collision et N_{coll} donne le nombre de collisions binaires qui se sont produites entre nucléons participants. Grâce à ces trois grandeurs, ce modèle est utilisé pour estimer la centralité (*i.e.* le recouvrement des noyaux) lors des collisions d'ions lourds [3].

A.2 Modèle de Glauber dans la limite optique

Dans ce modèle, les nucléons et leurs interactions sont décrits en termes d'onde. Dans la limite optique, il est supposé que les nucléons, à hautes énergies, ont une impulsion suffisamment grande pour que leur trajectoire ne soit pas modifiée lors de la collision des deux noyaux. La taille du noyau est grande devant la portée de la force nucléon-nucléon et on fait l'hypothèse que les nucléons voyagent librement les uns par rapport aux autres. On se place dans le cadre d'une collision schématisée dans la figure A.1.

1. $r_0 = 6.62 \pm 0.06\ fm$ pour un noyau de Plomb.
2. $\mathrm{a} = 0.546\ \pm 0.01\ fm$ pour un noyau de Plomb

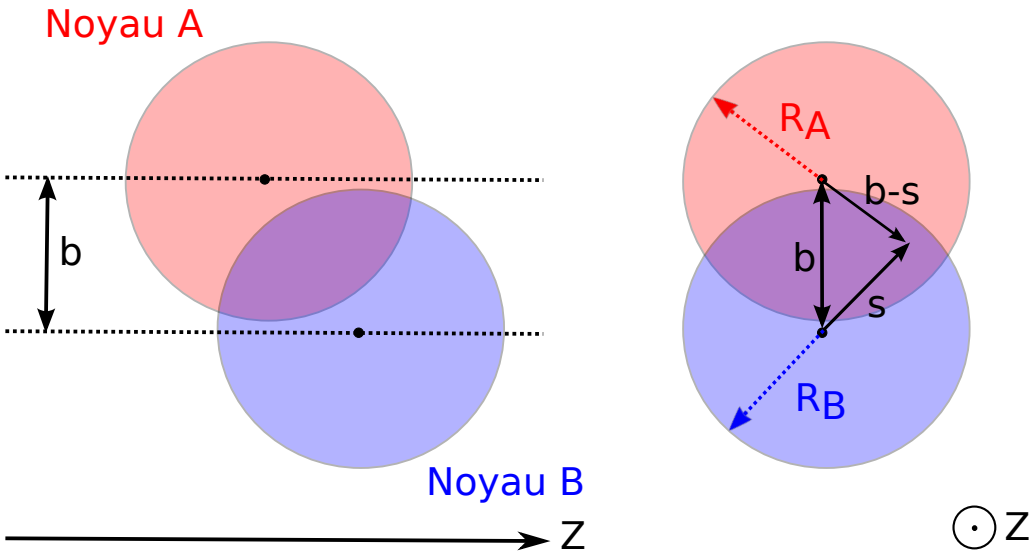


FIGURE A.1 — Représentation schématique d'une collision entre deux noyaux A et B avec un paramètre d'impact b suivant l'axe longitudinal (gauche) et dans le plan transverse (droite).

Le noyau A (A nucléons) sera défini comme la cible et B (B nucléons) comme le projectile. La densité de nucléons par unité de surface pour le noyau A dans le plan transverse est définie comme :

$$T_A(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\vec{s}, z_A)\, \mathrm{d}z_A \quad . \tag{A.2}$$

$\rho_A(\vec{s}, z_A)$ est la densité de nucléons au point $(\vec{s},\ z_A)$ exprimée en coordonnées cylindriques. La densité de nucléons par unité de surface est normalisée de telle sorte que :

$$\int_{-\infty}^{\infty} T_A(\vec{s})\, \mathrm{d}^2 s = 1 \quad . \tag{A.3}$$

Le noyau B répond aux mêmes équations avec les changements suivant : $\rho_A \to \rho_B$, $z_A \to z_B$ et $\vec{s} \to \vec{b} - \vec{s}$. La fonction de recouvrement des deux noyaux, pour un paramètre d'impact $\vec{b}$, s'exprime alors comme :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} T_A(\vec{s}) \cdot T_B(\vec{b} - \vec{s})\, \mathrm{d}^2 s \quad , \tag{A.4}$$

avec,

$$\int_{-\infty}^{\infty} T_{AB}(\vec{b})\, \mathrm{d}\vec{b} = 1 \quad . \tag{A.5}$$

La probabilité que n collisions inélastiques nucléon-nucléon se produisent avec un paramètre d'impact $\vec{b}$ suit une loi binomiale et s'écrit comme :

$$P_{AB}(n,\vec{b}) = C_{AB}^{n} \cdot (T_{AB}(\vec{b}) \cdot \sigma_{NN})^{n} \cdot (1 - T_{AB}(\vec{b}) \cdot \sigma_{NN})^{AB-n} \quad . \tag{A.6}$$

L'équation A.6 permet de déduire le nombre moyen de participants N_{part} et le nombre moyen de collisions binaires N_{coll} en fonction du paramètre d'impact $\vec{b}$. On a :

$$\begin{aligned} N_{part}^{AB}(\vec{b}) = A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} T_A(\vec{s}) \cdot \left\{ 1 - [\,1 - \sigma_{NN} \cdot T_B(\vec{b} - \vec{s})\,]^{B} \right\} \mathrm{d}^2 s \\ + B \cdot \int_{-\infty}^{\infty} T_B(\vec{b} - \vec{s}) \cdot \left\{ 1 - [\,1 - \sigma_{NN} \cdot T_A(\vec{s})\,]^{A} \right\} \mathrm{d}^2 s \end{aligned} \tag{A.7}$$

et,

$$N_{coll}^{AB}(\vec{b}) = \sum_{n=1}^{AB} n \cdot P_{AB}(n,\vec{b}) = A \cdot B \cdot T_{AB}(\vec{b}) \cdot \sigma_{NN} \quad . \tag{A.8}$$

A.3 Modèle de Glauber Monte Carlo

A la différence du modèle optique, le modèle de Glauber Monte Carlo discrétise la localisation des nucléons dans l'espace. De plus, l'utilisation d'une simulation Monte Carlo permet de reproduire des observables expérimentales comme la multiplicité de particules chargées. On peut ainsi obtenir une estimation réaliste de la centralité des collisions. Les nucléons du noyau A et du noyau B sont répartis dans l'espace selon la densité de nucléons fournie par l'équation A.2 (figure A.2) et le paramètre d'impact $\vec{b}$ est tiré au hasard suivant la loi de probabilité :

$$\frac{dN_{evt}}{db} = 2\,\pi \cdot b \quad . \tag{A.9}$$

Comme précédemment, les nucléons voyagent en ligne droite suivant Z et le nombre de collisions binaires effectuées par un nucléon ne dépend pas du nombre d'interactions qu'il a pu effectuer auparavant. La condition définissant si une collision inélastique s'est produit entre deux nucléons dépend de la distance d entre les deux nucléons dans le plan transverse :

$$d \leq \sqrt{\frac{\sigma_{NN}}{\pi}} \quad . \tag{A.10}$$

Le nombre de participants moyen $\langle N_{part} \rangle$ et le nombre de collisions binaires moyen $\langle N_{coll} \rangle$ sont obtenus en simulant un grand nombre d'événements.

En liant l'estimation faite de la multiplicité de particules chargées avec ce modèle et la détermination de la centralité, il est possible de déterminer expérimentalement des classes de centralité reliées au paramètre d'impact théorique b. Enfin, des calculs de ce type sont implémentés dans beaucoup de générateurs d'événements modernes comme par exemple HIJING [4].

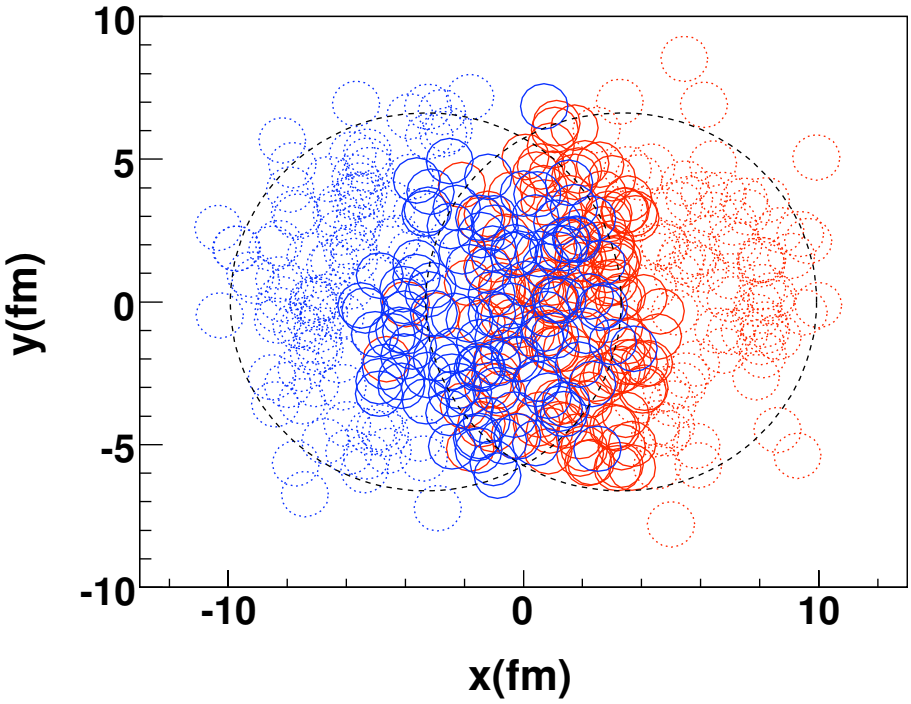


Figure A.2 — Coupe transverse d'une collision Pb-Pb avec le modèle de Glauber [5].

Bibliographie

[1] R. J. Glauber and G. Matthiae, "High energy scattering of protons by nuclei", *Nucl.Phys.* **B21** (1970) 135–157.

[2] T. Wibig and D. Sobczynska, "Proton-nucleus cross section at high energies", *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* **24** no. 11, (1998) 2037. http://stacks.iop.org/0954-3899/24/i=11/a=006.

[3] **ALICE** Collaboration, "Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE", Tech. Rep. arXiv :1301.4361. CERN-PH-EP-2012-368, CERN, Geneva, Dec, 2012. Comments : 37 pages, 16 figures, authors from page 31.

[4] "Hijing home page", (1997) . http://ntc0.lbl.gov/~xnwang/hijing/.

[5] B. Alver, M. Baker, C. Loizides, and P. Steinberg, "The PHOBOS Glauber Monte Carlo", arXiv:0805.4411 [nucl-ex].

Annexe B

Sélection en impulsion transverse et détermination de l'efficacité des chambres de déclenchement

B.1 Principe de sélection en impulsion transverse du système de déclenchement

Le schéma présenté en figure B.1 transcrit le principe de sélection en p_T du système de déclenchement. Un muon provenant du point d'interaction est dévié par l'aimant dipolaire d'un angle θ_d et son impulsion dans le plan de déviation, dans l'approximation des petits angles, est donnée par :

$$p_{YZ} = |\frac{qBL}{\theta_d}| \tag{B.1}$$

où,

— q est la charge du muon incident ;
— B est l'intensité du champ magnétique ;
— et L la longueur du dipôle.

Le muon est ensuite détecté par les deux chambres notées MT1 et MT2 aux points de coordonnées respectives (X_1, Y_1, Z_1) et (X_2, Y_2, Z_2). Le système étant projectif, on peut définir la trace laissée par un muon avec seulement 5 paramètres : X_1, Y_1, Y_2, Z_1 et Z_2 et les distances en Z sont définies par la position des chambres (16,12 m et 17,12 m respectivement). Si on définit Z_f comme la position en Z du plan médian du dipôle, on obtient :

$$\theta_d = \frac{1}{Z_f}\frac{Y_1 Z_2 - Y_2 Z_1}{Z_2 - Z_1} \tag{B.2}$$

La particule passe alors le plan médian du dipôle en :

$$\begin{cases} X_f = X_1 \frac{Z_f}{Z_1} \\ Y_f = Y_2 - \frac{Z_2 - Z_f}{Z_2 - Z_1}(Y_2 - Y_1) \end{cases} \tag{B.3}$$

d'où l'impulsion transverse de la particule :

$$p_T = p.\frac{\sqrt{X_f^2 + Y_f^2}}{Z_f} \simeq p_{YZ}.\frac{\sqrt{X_f^2 + Y_f^2}}{Z_f} \tag{B.4}$$

Grâce à la mesure des paramètres précédemment cités, on peut donc remonter à une valeur approchée de l'impulsion transverse du muon. Cependant, l'algorithme de déclenchement ne calcule pas l'impulsion mais utilise, comme le montre la figure B.1, une comparaison entre la déviation δ_{Y2} [1] et une valeur de référence maximale Y_{2cut} [2]. Ainsi, le système de déclenchement est capable de sélectionner les traces détectées en fonction de leur impulsion transverse. Cette sélection a pour but la diminution du taux de déclenchement dans les chambres du spectromètre à muons et l'élimination des muons "mous" issus de la désintégration des pions et des kaons.

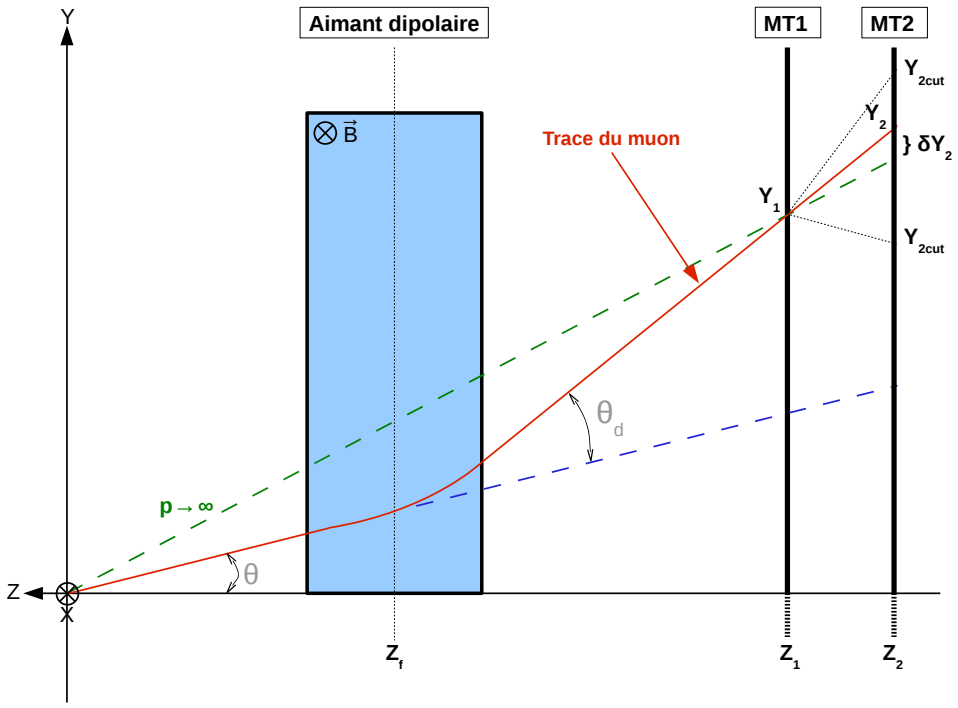


FIGURE B.1 — Schéma de principe de la sélection en impulsion transverse par le système de déclenchement.

1. déviation de la trace par rapport à une trace d'impulsion infinie.
2. valeur de référence maximale définie au préalable et correspondant à la déviation $p_T = p_T^{cut}$.

B.2 Détermination de l'efficacité des chambres

Pour assurer un bonne capacité de déclenchement et de sélection, il est crucial de contrôler l'efficacité des chambres de déclenchement. L'efficacité des RPCs, mesurée avant l'installation du détecteur, fut estimée à environ 95 %. Cependant, l'exposition à un fort taux de radiations durant les périodes de prise de données impose un contrôle de l'efficacité des chambres.

Pour cela une méthode spécifique a été développée. Elle est appliquée sur toutes les traces enregistrées (N_{tot}) et définit deux catégories de traces. Les traces qui ont été détectées par les quatre chambres de détection ($N_{4/4}$) et les traces qui ont touché au moins trois des quatre chambres ($N_{3/4}$). On note ici que les deux catégories ne sont pas exclusives, c'est-à-dire qu'une partie des traces de la catégorie $N_{3/4}$ est comprise dans la catégorie $N_{4/4}$. Le nombre de traces reconstruites ayant laissé un signal dans toutes les chambres s'exprime comme :

$$N_{4/4} = N_{tot} \prod_{11 \leq i \leq 14} \varepsilon_i \tag{B.5}$$

Les chambres de déclenchement sont ici notées de 11 à 14 pour les différencier des dix chambres de trajectographie. On définit de même le nombre de traces qui ont touché seulement trois chambres sur quatre et où la chambre non touchée est notée ch :

$$N_{3/4}^{ch} = N_{tot} \prod_{\substack{i \neq ch \\ 11 \leq i \leq 14}} \varepsilon_i \tag{B.6}$$

Par conséquent, l'efficacité de la chambre ch est :

$$\varepsilon^{ch} = \frac{N_{4/4}}{N_{3/4}^{ch}} \tag{B.7}$$

On peut noter que l'efficacité de chaque chambre peut être calculée séparément dans le plan de déviation et dans le plan de non-déviation. En effet, la condition selon laquelle au moins 3 des 4 chambres doivent être touchées doit être satisfaite de façon indépendante dans les deux plans. Pour finir, l'algorithme est capable, en analysant les traces reconstruites et les bandes touchées qui leurs sont associées, de calculer l'efficacité de chaque chambre pour les différentes prises de données à l'aide de l'équation B.7.

Bibliographie

Annexe C

Liste des sous-périodes utilisées dans l'analyse des mésons vecteurs de basses masses

Toutes les sous-périodes utilisées dans l'analyse du chapitre 4 et leurs caractéristiques peuvent être trouvées dans les références [1, 2].

Tableau C.1 — Récapitulatif des différentes sous-périodes sélectionnées pour l'analyse des mésons vecteurs de basses masses.

167713	167806	167807	167808	167813	167814	167818	167915
167920	167921	167985	167986	167987	167988	168066	168069
168076	168107	168108	168115	168172	168173	168175	168181
168203	168205	168206	168207	168208	168212	168213	168310
168311	168318	168322	168325	168341	168342	168356	168361
168362	168458	168460	168461	168464	168467	168511	168512
168514	168777	168826	168992	169035	169040	169044	169045
169091	169094	169099	169138	169144	169145	169148	169156
169160	169167	169236	169238	169411	169415	169417	169418
169419	169420	169475	169498	169504	169506	169512	169515
169550	169553	169554	169555	169557	169586	169587	169588
169590	169683	169835	169837	169838	169846	169855	169858
169859	169965	169969	170027	170036	170040	170081	170083
170084	170085	170088	170089	170091	170155	170159	170162
170163	170193	170203	170204	170207	170228	170230	170268
170269	170270	170306	170308	170309	170311	170312	170313
170315	170387	170388	170389	170390	170572	170593	

Bibliographie

[1] "ALICE run condition table". https://alimonitor.cern.ch/configuration.

[2] "ALICE run quality wiki page". https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/QAForTheSelectionOfGoodPhysicsRunsForMuonPhysics.

4917