

# Thèse de Doctorat

**Antoine LARDEUX**

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du  
grade de Docteur de l'École nationale supérieure des mines de Nantes  
sous le label de l'Université de Nantes Angers Le Mans*

**Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique**

**Spécialité : Physique nucléaire expérimentale**

**Laboratoire : Laboratoire de physique subatomique et  
des technologies associées (SUBATECH)**

**Soutenue le 13 février 2014 à Nantes**

**École doctorale : 500 (3MPL)**

**Thèse n° : 2014EMNA0129**

## **Étude de la production inclusive de $J/\psi$ dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC**

### **JURY**

Rapporteurs : **M<sup>me</sup> Roberta ARNALDI**, Chercheur INFN, Turin, Italie  
**M. Philippe CROCHET**, Directeur de recherche CNRS, LPC, Clermont Ferrand

Examineurs : **M. Gossiaux POL-BERNARD**, Professeur, EMN, Nantes  
**M. Raphaël GRANIER DE CASSAGNAC**, Chargé de recherche CNRS, LLR, Palaiseau

Directeur de thèse : **M. Ginès MARTINEZ**, Directeur de recherche CNRS, SUBATECH, Nantes

Co-directeur de thèse : **M. Philippe PILLOT**, Chargé de recherche CNRS, SUBATECH, Nantes



Laboratoire SUBATECH  
4, rue Alfred Kastler  
La Chantrerie BP 20722  
44307 Nantes Cedex 3 FRANCE

École Doctorale 500 3MPL  
Université du Maine  
Avenue Olivier Messiaen  
72085 Le Mans Cedex 9



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Motivations physiques et outils expérimentaux</b>	<b>15</b>
<b>1</b>	<b>Du Modèle Standard aux Collisions d'Ions Lourds</b>	<b>17</b>
1.1	Particules élémentaires et interactions . . . . .	17
1.1.1	Le modèle standard . . . . .	18
1.1.2	L'interaction forte et la Chromo-Dynamique Quantique (QCD) . . . . .	20
1.2	Le Plasma de Quarks et de Gluons . . . . .	25
1.2.1	Prédiction de la lattice QCD . . . . .	25
1.2.2	Le diagramme des phases de la matière hadronique . . . . .	29
1.3	Les collisions de particules . . . . .	30
1.3.1	Évolution d'une collision . . . . .	31
1.3.2	Stratégie des collisions d'ions lourds . . . . .	34
1.4	Sondes du PQG . . . . .	36
1.4.1	Sondes molles . . . . .	36
1.4.2	Sondes dures . . . . .	39
1.5	L'état lié fondamental $J/\psi$ . . . . .	41
1.5.1	Mécanismes de production . . . . .	43
1.5.2	Le $J/\psi$ dans les collisions d'ions lourds . . . . .	47
1.5.3	Les modèles théoriques . . . . .	54
1.5.4	Du SPS au LHC . . . . .	56
<b>2</b>	<b>L'expérience ALICE au LHC</b>	<b>63</b>
2.1	Le grand collisionneur de hadrons (LHC) . . . . .	63
2.1.1	Configuration . . . . .	63
2.1.2	Faisceaux . . . . .	65
2.1.3	Les expériences du LHC . . . . .	66
2.2	L'expérience ALICE . . . . .	68
2.2.1	Description . . . . .	68
2.2.2	Les détecteurs du tonneau central . . . . .	70
2.2.3	Les détecteurs à grandes rapidités . . . . .	73

2.2.4	Systèmes de déclenchement, d'acquisition et de traitement des données . . . . .	76
2.3	Le spectromètre à muons . . . . .	78
2.3.1	Description de l'appareillage . . . . .	79
2.3.2	Simulations Monte Carlo . . . . .	83
<b>II Étude de la production de <math>J/\psi</math> dans les collisions Pb-Pb</b>		<b>85</b>
<b>3</b>	<b>Sélection des événements et traces</b>	<b>87</b>
3.1	Échantillon de prise de données . . . . .	87
3.2	Description des déclencheurs . . . . .	90
3.3	La tâche d'assurance qualité QA . . . . .	92
3.4	Sélection physique des événements . . . . .	95
3.5	Mesure de la centralité d'une collision . . . . .	98
3.6	Sélection des traces muon . . . . .	103
<b>4</b>	<b>Extraction du signal <math>J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-</math></b>	<b>107</b>
4.1	Caractérisation du signal . . . . .	109
4.2	Spectre de masse invariante brut . . . . .	112
4.3	Spectre de masse invariante avec mixage d'événements . . . . .	114
4.4	Extraction du signal et incertitude systématique . . . . .	118
<b>5</b>	<b>Efficacité de détection</b>	<b>129</b>
5.1	Mesure de l'efficacité du trajectographe . . . . .	130
5.2	Évaluation de l'incertitude systématique . . . . .	135
5.3	Efficacité du déclencheur muon . . . . .	139
5.4	Détermination de la correction en acceptance efficacité . . . . .	144
<b>6</b>	<b>Facteur de normalisation</b>	<b>149</b>
6.1	Méthode de comptage d'événements . . . . .	150
6.2	Méthode à partir des compteurs de déclenchement . . . . .	153
6.3	Luminosité intégrée de la classe de déclenchement MUL . . . . .	156
<b>7</b>	<b>Facteur de modification nucléaire du <math>J/\psi</math></b>	<b>159</b>
7.1	Détermination du $R_{AA}$ . . . . .	159
7.2	Référence p-p . . . . .	162
7.3	Incertitudes systématiques . . . . .	163
7.4	Résultats du $R_{AA}$ en fonction de la centralité, de $p_T$ et de $y$ . . . . .	166
7.5	Comparaison aux modèles théoriques . . . . .	177
7.6	Effets des $J/\psi$ non-prompts . . . . .	189
7.7	Excès de $J/\psi$ à très faible impulsion transverse . . . . .	193
<b>8</b>	<b>Impulsion transverse moyenne des <math>J/\psi</math></b>	<b>197</b>
8.1	Extraction de $\langle p_T \rangle$ à partir du taux de production de $J/\psi$ . . . . .	198
8.2	Extraction de $\langle p_T \rangle$ à partir de la distribution de $\langle p_T^{\mu^+\mu^-} \rangle$ . . . . .	203
8.3	Distribution de $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$ en fonction de la centralité . . . . .	206

---

<b>III Annexes</b>	<b>213</b>
A Liste des runs analysés de la période LHC11h	215
B Valeurs des paramètres des fonctions CB2	219
C Tableaux des résultats	221
Table des figures	227
Liste des tableaux	235
Bibliographie	239



# Résumé

La théorie de la chromodynamique quantique prédit l'existence d'un état déconfiné de la matière appelé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). Expérimentalement, la formation d'un PQG est attendue sous les conditions extrêmes de température et de densité atteintes lors de collisions d'ions-lourds ultra-relativistes. Afin d'observer et de caractériser de manière indirecte un tel état de la matière, de nombreuses observables ont été proposées. En particulier, les phénomènes de suppression et de (re)combinaison du meson  $J/\psi$  dans le PQG sont intensément étudiés. Cette thèse présente l'analyse de la production inclusive de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb, à une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV, détectés avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC. À partir de la statistique élevée d'événements collectés lors de la prise de données de 2011, le facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  a été mesuré en fonction de son impulsion transverse, de sa rapidité et de la centralité de la collision. L'impulsion transverse moyenne du  $J/\psi$  a également été mesurée en fonction de la centralité. Les prédictions des modèles théoriques, incluant tous une contribution de (re)combinaison, présentent un bon accord avec les données. Enfin, un excès de  $J/\psi$  de très faible impulsion transverse ( $<300$  MeV/ $c$ ) par rapport à la production hadronique attendue a été observé pour la première fois.

## Mots-clefs

Plasma de Quarks et de Gluons, ions lourds, quarkonium,  $J/\psi$ , spectromètre à muons, ALICE, LHC.



# Abstract

## Study of inclusive $J/\psi$ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV with the ALICE muon spectrometer at the LHC

The quantum chromodynamics theory predicts the existence of a deconfined state of matter called Quark Gluon Plasma (PQG). Experimentally, the formation of a PQG is expected under the extreme conditions of temperature and density reached in ultra-relativistic heavy-ion collisions. Many observables were proposed to observe and characterize indirectly such a state of matter. In particular, the phenomena of suppression and (re)combination of the  $J/\psi$  meson in the PQG are extensively studied. This thesis presents the analysis of the inclusive production of  $J/\psi$  in Pb-Pb collisions, at a center of mass energy  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV, detected with the ALICE muon spectrometer at the LHC. From the high statistics of events collected during 2011 data taking, the  $J/\psi$  nuclear modification factor was measured as a function of transverse momentum, rapidity and collision centrality. The  $J/\psi$  mean transverse momentum was also measured as a function of centrality. The predictions of theoretical models, all including a (re)combination contribution, are in good agreement with data. Finally, an excess of  $J/\psi$  yield at very low transverse momentum ( $<300$  MeV/ $c$ ) with respect to the expected hadronic production was observed for the first time.

### Keywords

Quark Gluon Plasma, heavy ions, quarkonium,  $J/\psi$ , muon spectrometer, ALICE, LHC.



# Introduction

LA PHYSIQUE SUBATOMIQUE est un champ de recherche très vaste qui connaît un essor important depuis plusieurs décennies au travers des développements technologiques et des découvertes expérimentales associées. Son but est de décrire la matière et son comportement à des échelles infiniment petites, de l'ordre du fermi ( $10^{-15}$  m). Le modèle standard définit le cadre théorique de cette discipline. La relativité restreinte et la mécanique quantique en sont les deux principes de base. Ce modèle permet d'unifier les interactions électromagnétique, faible et forte. Les particules élémentaires de matière connues à ce jour sont les quarks et leptons, qui interagissent entre eux via l'échange de bosons.

Selon le modèle du Big Bang la matière aurait existé sous la forme d'un Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) lors des premiers instants de l'univers ( $<10^{-5}$  s). Suite à l'expansion et au refroidissement de ce plasma, une transition de phase aurait conduit à la formation de la matière hadronique telle que nous la connaissons aujourd'hui et dont nous sommes nous-même constitués. Cette transition se situerait autour de 180-200 MeV ( $\sim 10^{12}$  K). La compréhension de l'évolution de notre univers et la formation des premières galaxies réside en partie dans la connaissance des propriétés de cet état PQG. La théorie de la ChromoDynamique Quantique (QCD), qui décrit l'interaction forte agissant sur les quarks et gluons, porteurs d'une charge de couleur, prédit cette transition de phase.

Bien que les conditions de température et de densité nécessaires à la formation d'un PQG ne soient pas naturellement réunies sur terre, il est néanmoins possible de les atteindre durant un très court instant (quelques fm/c) en réalisant des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Depuis les années 1980, différents complexes permettant d'accélérer des particules à des vitesses proches de celle de la lumière ont été conçus afin de reproduire expérimentalement ces conditions en laboratoire. L'expérience ALICE, située au LHC et constituée de 18 détecteurs, est spécialement dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds. Les diverses observables mesurées en fonction de la centralité des collisions et

des variables cinématiques que sont l'impulsion transverse et la rapidité des particules produites permettent de tester la théorie de la QCD et de caractériser les propriétés du milieu dense et chaud formé dans les premiers instants de la collision. En particulier, son spectromètre à muons permet entre autre de mesurer les muons de décroissance du charmonium  $J/\psi$  dans la région de rapidité vers l'avant ( $2,5 < y < 4$ ).

Dans ce manuscrit, nous présentons l'étude de la production inclusive de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$  TeV avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Ce document est divisé en deux parties : la première est introductive (chapitre 1 et 2) et la seconde est consacrée à l'analyse et aux résultats (chapitre 3 à 8). Ainsi, nous développons dans le chapitre 1 les concepts de base de la physique subatomique et du modèle standard, l'aspect des collisions d'ions lourds et les observables majeurs de ce domaine. Une section est consacrée à la sonde  $J/\psi$ , à ses mécanismes de production, à son évolution attendue dans les collisions d'ions lourds, notamment en cas de formation d'un PQG, et aux modèles théoriques associés, ainsi qu'aux résultats précédemment obtenus. Le second chapitre permet de présenter les outils expérimentaux, à savoir le grand collisionneur de hadrons (LHC), l'expérience ALICE (détecteurs et infrastructure numérique) et plus particulièrement son spectromètre à muons.

L'analyse des données expérimentales, effectuée dans la seconde partie, est organisée pas à pas en décrivant les éléments (chapitres 3 à 6) qui permettent d'aboutir aux résultats physiques des chapitres 7 et 8. Ainsi, le chapitre 3 présente les différents critères appliqués pour sélectionner les données et les traces laissées par les muons dans le spectromètre. Le chapitre 4 est consacré au travail d'extraction du signal  $J/\psi$  à partir des événements sélectionnés et à l'estimation de l'incertitude systématique associée. Le chapitre 5 décrit en détail l'évaluation de l'efficacité de détection du spectromètre, des corrections et des incertitudes systématiques associées. Le chapitre 6 développe la méthode d'extraction du facteur de normalisation entre les déclencheurs de biais minimum et le déclencheur muon. L'estimation de la luminosité est également réalisée.

Enfin, le chapitre 7 présente les résultats majeurs de ce travail de thèse autour du facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  en fonction de la centralité de la collision, de l'impulsion transverse et de la rapidité. Des confrontations avec les résultats d'autres expériences et avec des prédictions théoriques sont effectuées. Un excès de  $J/\psi$  de très faible impulsion transverse ( $< 300$  MeV/c) est également observé et commenté. Le chapitre 8, quant à lui, se concentre sur la valeur moyenne et la valeur carrée moyenne (dispersion) de l'impulsion transverse des  $J/\psi$  produits. Là encore, des confrontations théoriques et expérimentales sont présentées.



# **Motivations physiques et outils expérimentaux**



- 1.1 Particules élémentaires et interactions
- 1.2 Le Plasma de Quarks et de Gluons
- 1.3 Les collisions de particules
- 1.4 Sondes du PQG
- 1.5 L'état lié fondamental  $J/\psi$

# Du Modèle Standard aux Collisions d'Ions Lourds

LA PHYSIQUE SUBATOMIQUE est un domaine de recherche très riche qui a pour but de décrire la matière et son comportement à l'aide de lois universelles. Nous allons introduire dans ce chapitre les concepts théoriques de base de la physique des particules conduisant à la prédiction d'un nouvel état de la matière : le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). Tout d'abord, une brève description du modèle standard de la physique des particules, en particulier de la chromo-dynamique quantique (QCD) sera faite. Ensuite, nous présenterons la stratégie expérimentale nécessaire à la caractérisation d'un PQG à travers l'étude de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Enfin, une description de la particule  $J/\psi$  comme sonde du PQG à travers les différents mécanismes de production et d'interaction permettra de disposer d'une vue d'ensemble nécessaire à la compréhension des résultats rapportés dans ce manuscrit.

## 1.1 Particules élémentaires et interactions

Qu'est-ce que la matière ? Un dictionnaire général [1] nous en donne la définition suivante : "Substance constituant les corps, douée de propriétés physiques". Ainsi, afin de percer les secrets de la matière, il nous faut en déterminer les constituants. De plus, cette matière possède des propriétés physiques, autrement dit, ses constituants répondent à des lois fondamentales, appelées interactions, qui régissent leurs états et leurs comportements. Nos connaissances actuelles nous permettent de distinguer quatre interactions fondamentales : la gravité, l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Les développements scientifiques du XX<sup>e</sup> siècle, en particulier les approches relativiste et quantique, ont permis d'échafauder, découverte après découverte, une théorie globale de la matière appelée le modèle standard de la physique des particules.

mass →	≈2.3 MeV/c <sup>2</sup>	≈1.275 GeV/c <sup>2</sup>	≈173.07 GeV/c <sup>2</sup>	0	≈126 GeV/c <sup>2</sup>
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> Higgs boson
<b>QUARKS</b>					
	≈4.8 MeV/c <sup>2</sup>	≈95 MeV/c <sup>2</sup>	≈4.18 GeV/c <sup>2</sup>	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>γ</b> photon	
	0.511 MeV/c <sup>2</sup>	105.7 MeV/c <sup>2</sup>	1.777 GeV/c <sup>2</sup>	91.2 GeV/c <sup>2</sup>	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>Z</b> Z boson	
<b>LEPTONS</b>					<b>GAUGE BOSONS</b>
	<2.2 eV/c <sup>2</sup>	<0.17 MeV/c <sup>2</sup>	<15.5 MeV/c <sup>2</sup>	80.4 GeV/c <sup>2</sup>	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>W</b> W boson	

**FIGURE 1.1** – Tableau résumant les différentes particules élémentaires du modèle standard (24 fermions, 12 bosons vectoriels et un boson scalaire).

### 1.1.1 Le modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules (MS) est une théorie qui permet de décrire les interactions électromagnétique, faible et forte. Il fut établi par la communauté scientifique au début des années 1970 [2]. Sa construction s’articule autour d’une théorie quantique des champs [3] qui respecte les principes de la relativité restreinte [4,5] et de la mécanique quantique [6–8]. Les travaux de Yang et Mills sur les théories des champs à invariance de jauge<sup>1</sup> [9], en particulier pour des groupes non-abéliens [10], ont permis de décrire le modèle standard à travers les symétries des groupes de jauge  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Notons que ces théories de jauge ont la particularité d’être renormalisables<sup>2</sup>.

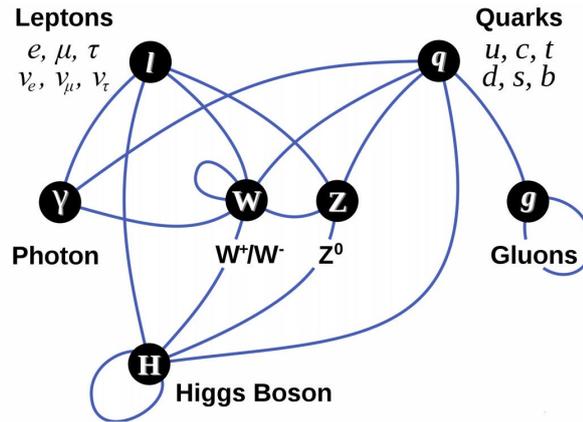
Le groupe de jauge abélien  $U(1)_Y$ , de symétrie d’hypercharge, est analogue à l’invariance de jauge de l’interaction électromagnétique. Il est à la base de la théorie de l’électrodynamique quantique (QED). Les symétries de l’ensemble  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  permettent de décrire la théorie de l’interaction électrofaible [11]. Le groupe de jauge  $SU(2)_L$ , dit de l’isospin faible, est un groupe abélien dont le  $L$  signifie qu’il n’agit que sur des particules avec une chiralité gauche. Enfin l’interaction forte est représentée par le groupe de jauge non-abélien  $SU(3)_C$  dans lequel la charge de couleur est introduite. Ce modèle permet de décrire les interactions entre les particules élémentaires<sup>3</sup> de la matière ainsi que leurs masses respectives à travers les brisures spontanées de symétrie de Higgs [12] et de la chiralité [13]. Une approche historique de son élaboration, à travers les découvertes scientifiques majeures des XIX<sup>e</sup> et XX<sup>e</sup> siècles, est disponible dans [14].

Le MS est composé de deux types de particules élémentaires : les fermions et les bosons. Les fermions sont les particules constituantes de la matière et

1. Invariance par des opérations de symétries.

2. Propriété permettant de s’affranchir de quantités infinies indésirables qui apparaissent dans les développements perturbatifs.

3. Particules qui ne disposent pas de sous-structure.



**FIGURE 1.2** – Représentation schématique des interactions permises entre les particules du modèle standard.

obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Ils disposent d'un spin<sup>4</sup> demi-entier et obéissent au principe d'exclusion de Pauli qui rend compte du caractère im-pénétrable de la matière : deux fermions identiques ne peuvent se trouver dans le même état quantique. Parmi les fermions, se trouvent trois familles (dites générations) hiérarchisées en masse dont chacune est composée d'un doublet de quarks  $((u,d);(c,s);(b,t))$  et d'un doublet de leptons  $((e,\nu_e);(\mu,\nu_\mu);(\tau,\nu_\tau))$ . A chaque particule de matière (fermions) est associée une anti-particule qui possède la même masse et des charges opposées.

Les bosons, quant à eux, sont les médiateurs des interactions et obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Ils possèdent un spin entier et peuvent coexister dans le même état quantique. Selon le MS, le boson vectoriel de l'interaction électromagnétique est le photon  $\gamma$ , les trois bosons vectoriels  $W^\pm$  et  $Z^0$  ainsi que le boson scalaire de Higgs  $H$  sont associés à l'interaction faible et les huit bosons vectoriels de l'interaction forte sont les gluons  $g$ . Toutes les particules élémentaires du MS décrites ci-dessus ainsi que leurs charge, masse et spin sont résumés dans le tableau de la figure 1.1. Leurs interactions sont schématisées sur la figure 1.2.

Bien que le modèle standard n'ait jamais été mis en échec jusqu'à présent, cette théorie n'est pas complète. Tout d'abord elle ne permet pas de décrire l'interaction gravitationnelle (des théories de gravitation quantique tentent de remédier à ce problème). Au delà de cette évidence, d'autres aspects du MS restent intrigant :

- Pourquoi y a-t-il trois générations de fermions (distinctes par leurs masses) ?
- La question ouverte sur la masse des neutrinos (nulle du point de vue du MS) et leurs oscillations.
- Le nombre important de paramètres libres du modèle qui s'élève à 19 (principalement liés au mécanisme de Higgs).
- Le problème de la hiérarchie de jauge dû à l'existence d'échelles de masse ayant des ordres de grandeur très différents.

4. Moment cinétique intrinsèque exprimé en unité de quantum d'action  $\hbar$ .

- L'intensité de la violation CP (Charge-Parité) prédite qui diffère de l'expérience.
- La non-description de la matière noire (qui représente près de 20% de la masse de l'univers) et de ses particules constituantes.
- Enfin, les quarks posséderaient-ils une sous structure ?

Toutes ces interrogations cherchent des solutions à travers de nouvelles théories comme la supersymétrie (SuSy) [15] ou encore la théorie des cordes [16]. Ainsi, il semblerait que le MS ne soit qu'une théorie effective de basse énergie (<200 GeV) appartenant à une théorie plus fondamentale qui reste à découvrir. Néanmoins, l'élaboration du modèle standard reste un succès avec comme preuve la récente découverte du boson de Higgs auprès des expériences ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [17] et CMS (Compact Muon Solenoid) [18] au LHC (Large Hadron Collider).

### 1.1.2 L'interaction forte et la Chromo-Dynamique Quantique (QCD)

La description théorique de l'interaction forte, qui agit uniquement sur les partons (quarks et gluons), à travers le groupe de jauge non-abélien  $SU(3)_C$  est appelée chromo-dynamique quantique (QCD). Il s'agit d'une théorie de jauge dite de symétrie de couleur par invariance locale dans laquelle les champs colorés de quarks sont les champs de matière (fermionique) qui interagissent avec les champs de jauge bosoniques du groupe  $SU(3)_C$ . La couleur peut être considérée comme la charge de l'interaction forte tout comme la charge électrique l'est pour l'interaction électromagnétique en QED. Il existe trois couleurs en QCD ( $N_c=3$ ) ainsi que leurs anti-couleurs associées.

#### Lagrangien de QCD

Les générateurs infinitésimaux  $T_a$  ( $a = 1, \dots, 8$ ) du groupe de couleur sont au nombre de huit ( $N_c^2 - 1$ ) et appartiennent à la représentation adjointe du groupe<sup>5</sup> :

$$[T_a, T_b] = if^{ab}_c T_c$$

où les coefficients  $f^{ab}_c$  sont les constantes de structure du groupe. Les champs des quarks s'écrivent comme des triplets de couleur  $\psi^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) sur lesquels l'action des générateurs est représentée par les matrices de Gell-Mann  $\lambda^a$  (groupe de matrices  $3 \times 3$  hermitienne linéairement indépendantes de trace nulle) tel que  $T^a = 1/2 \lambda^a$ .

Le lagrangien<sup>6</sup> de Dirac d'un quark libre de masse  $m$  s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \sum_{i=1}^{N_c} \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_i$$

5. Le groupe  $SU(3)_C$  est non-abélien car tous les générateurs infinitésimaux ne commutent pas entre eux, soit  $[T_a, T_b] \neq 0$ .

6. Le lagrangien est une fonctionnelle des champs de matière et d'interaction qui exprime toutes les symétries et lois de conservation de l'interaction considérée.

Cette expression doit vérifier l'invariance locale<sup>7</sup> de couleur sous la transformation

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)T_a} \psi(x)$$

qui fait intervenir les paramètres  $\alpha(x)_a$  dépendant de  $x$ . Imposer l'invariance du lagrangien sous une transformation de jauge permet de générer des interactions en introduisant des champs vectoriels qui sont les médiateurs des forces dans le langage de la théorie des champs. La procédure qui assure l'invariance d'une équation différentielle sous la transformation locale consiste à y remplacer les dérivées classiques  $\partial_\mu$  par les dérivées covariantes :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s T_a G_\mu^a$$

où  $g_s$  est la constante de couplage de la théorie de jauge et  $G_\mu^a$  représente les huit champs de jauge  $G_\mu^a(x)$  ( $a = 1, \dots, 8$ ) dont les quanta sont identifiés aux gluons. Par dérivation covariante les tenseurs chromodynamiques s'écrivent :

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

On remarque que les deux premiers termes de ces tenseurs sont analogues à QED. Le dernier terme, quant à lui, provient du caractère non-abélien du groupe et traduit l'auto-interaction des gluons à travers la charge de couleur qu'ils portent. Cette particularité, propre à la QCD, a deux conséquences importantes : la liberté asymptotique et le confinement (nous développons ces notions ci-après).

Ainsi, avec des notations qui rendent implicite la sommation sur les indices de couleur, le lagrangien de la chromodynamique quantique s'exprime :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{j=1}^{N_f} \bar{\psi}_j (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j) \psi_j + \sum_{j=1}^{N_f} g_s \bar{\psi}_j \gamma^\mu T_a \psi_j G_\mu^a - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

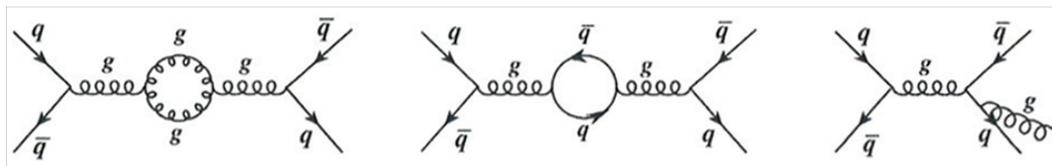
où  $j = 1, \dots, N_f$  représente le nombre quantique dit de saveur ( $u, d, s, c, b, t$ ) des quarks. Le premier terme du lagrangien, de Dirac, correspond aux quarks libres (sans interaction), le second, de Yukawa, correspond aux interactions entre les quarks et les gluons et enfin, le dernier représente les gluons avec les vertex d'auto-interactions à 3 ou 4 gluons.

## QCD perturbative

La mise en œuvre concrète de la théorie quantique des champs peut se faire à l'aide de la méthode de l'intégrale de chemin de Feynman. Un processus est représenté à travers tous les diagrammes de Feynman<sup>8</sup> possibles (voies quantiquement indiscernables). L'amplitude de probabilité totale du processus est obtenue en sommant les amplitudes calculées pour chaque diagramme. Cependant, il se trouve que ces diagrammes sont en nombre infini. En effet, les fluctuations quantiques du vide QCD permettent la création et l'annihilation de paires  $q\bar{q}$  ( $e^+e^-$  en QED) et de boucles de gluons qui conduisent à des corrections dites virtuelles.

7. Invariance qui dépend du point d'espace-temps où elle est appliquée.

8. Un diagramme de Feynman est une représentation diagrammatique de l'amplitude de probabilité associée à une voie indiscernable que peut emprunter virtuellement un processus élémentaire. Les règles élémentaires de ces diagrammes (propagateurs et vertex) sont contenues dans le lagrangien QCD (1.1).



**FIGURE 1.3** – Exemple de diagrammes conduisant à des divergences dans les calculs d’amplitude de probabilité à l’ordre dominant suivant : boucle de gluons (gauche), boucle de quarks (milieu) et émission d’un gluon colinéaire (droite).

Pour cette raison, les diagrammes sont caractérisés de manière topologique en les classant en fonction du nombre de vertex qu’ils comportent. Ainsi, les diagrammes en *arbre* (sans boucle) représentent le terme de Born (approximation classique). Il s’agit de l’ordre de développement le plus bas appelé ordre dominant (en anglais *leading order*, LO). Les effets quantiques apparaissent aux ordres supérieurs avec les diagrammes qui comportent des boucles comme illustré sur la figure 1.3. L’intégration sur les quadrimoments (d’énergies arbitraires) qui circulent le long de ces boucles conduit à des divergences ultraviolettes (haute énergie), et dans le cas d’émission molle ou colinéaire d’un gluon (diagramme de droite de la figure 1.3) elle fait apparaître des divergences infrarouges (basse énergie).

L’une des règles de Feynman indique que l’amplitude de probabilité représentée par un diagramme comportant  $n$  vertex d’interactions élémentaires est proportionnelle à la constante de couplage de l’interaction élevée à la puissance  $n$ . Si la constante de couplage est petite alors cette règle conduit à l’interprétation suivante : plus un diagramme est compliqué (*i.e.* plus il comporte de vertex d’interactions), plus la puissance de la constante de couplage est élevée, plus sa contribution à l’amplitude totale est négligeable. La méthode des perturbations de la pQCD<sup>9</sup> peut être résumée ainsi : seules les contributions des diagrammes les plus simples, pour peu que la constante de couplage soit petite, suffisent à obtenir une bonne approximation des amplitudes de probabilité des processus élémentaires.

## Renormalisation et Liberté asymptotique

Il est possible de s’affranchir des divergences survenant aux ordres supérieurs du développement en perturbation (fluctuations quantiques) à l’aide de la méthode de renormalisation. En dédoublant chaque paramètre de la théorie en un paramètre dit *nu*, lorsqu’il n’y a pas d’interaction, et un paramètre dit *renormalisé* sous l’effet de l’interaction, les intégrales de chemin deviennent finies. La régularisation de cette théorie introduit une dépendance des paramètres renormalisés à une énergie dite de renormalisation  $\mu$ . Ainsi, la constante de couplage de l’interaction forte<sup>10</sup> n’est plus vraiment une constante mais une fonction de  $\mu$ . Les équation du groupe de renormalisation, qui décrivent l’invariance de la théorie par changement d’énergie de renormalisation, permettent

9. ChromoDynamique Quantique perturbative.

10. La constante de couplage de l’interaction forte,  $\alpha_s$ , s’exprime en fonction de la constante de couplage de la théorie de jauge QCD,  $g_s$ , tel que  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ .

d'exprimer la constante de couplage de l'interaction forte,  $\alpha_s(\mu)$ , tel que :

$$\mu^2 \frac{d\alpha_s(\mu)}{d\mu^2} = \beta(\alpha_s(\mu)) \quad (1.2)$$

où la fonction  $\beta$  est un développement perturbatif en  $\alpha_s$  défini par :

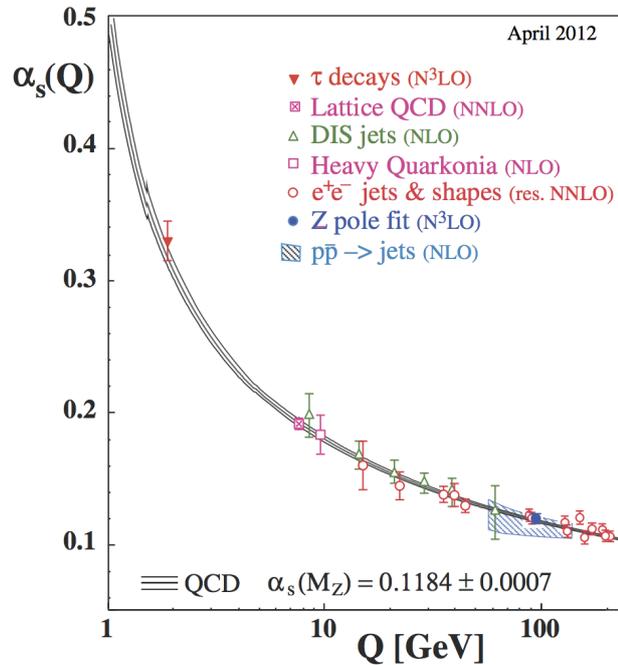
$$\beta(\alpha_s) = -\frac{\beta_0}{4\pi}\alpha_s^2 - \frac{\beta_1}{8\pi^2}\alpha_s^3 - \dots \quad \text{avec} \quad \beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f, \quad \beta_1 = 51 - \frac{19}{3}n_f, \quad \dots$$

En choisissant comme échelle d'énergie  $\mu = Q$ , où  $Q$  est le quadrimoment transféré lors de l'interaction, la solution de l'équation (1.2) à l'ordre dominant des perturbations (LO) est :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2 / \Lambda_{\text{QCD}}^2)}$$

Le paramètre de coupure  $\Lambda_{\text{QCD}}$  correspond au seuil ( $\approx 200$  MeV) en-dessous duquel la constante de couplage devient trop grande pour appliquer la méthode des perturbations (pQCD), la renormalisation ne suffit plus. Lorsque  $Q = \Lambda_{\text{QCD}}$ , appelé pôle de Landau [19],  $\alpha_s$  diverge. La constante de couplage  $\alpha_s$  est alors un paramètre *effectif* qui dépend d'une échelle d'énergie arbitraire. Sa valeur est choisie par convention à l'échelle  $\mu = m_{Z^0} = 91,188$  GeV et vaut  $\alpha_s(m_{Z^0}) = 0,1184 \pm 0,0007$  [20].

L'évolution de la constante de couplage en fonction du quadrimoment transféré est représentée sur la figure 1.4. Nous observons deux régimes. Lorsque  $Q \rightarrow \infty$ , c'est à dire à courte distance, la constante de couplage devient nulle,



**FIGURE 1.4** – Résumé des mesures de la constante de couplage de l'interaction forte,  $\alpha_s(Q)$ , en fonction du quadrimoment transféré,  $Q$  [20]. Les courbes correspondent aux prédictions de la QCD.

$\alpha_s \rightarrow 0$ . Il s'agit du cadre théorique du modèle des partons où les quarks et les gluons sont des particules quasi-libres. Ce concept est appelé liberté asymptotique. La théorie des perturbations (pQCD) est applicable dans ce domaine d'énergie.

Au contraire, à faible énergie, soit à grande distance, la constante de couplage diverge. Il s'agit du régime dit non-perturbatif (pQCD non utilisable). Les propriétés de la QCD, en particulier l'auto-interaction des gluons, conduit à un phénomène dit de confinement. Les boucles de quarks créées à partir du vide quantique QCD produisent un effet d'écran comparable à celui des boucles d'électrons en QED. L'interaction devrait donc diminuer avec la distance. Cependant, les boucles de gluons, sans équivalent en QED, produisent un effet d'anti-écran qui domine. Cela rend impossible l'observation à l'état libre d'un quark ou d'un gluon. Ils sont confinés à l'intérieur des hadrons, particules composites participant à toutes les interactions.

Selon la théorie du modèle standard, les hadrons, neutres en couleur (blanc), sont de deux types suivant leur composition : les mesons et les baryons. Les mesons sont des états liés d'un quark et d'un antiquark  $q\bar{q}$  où les deux saveurs peuvent être différentes. Nous retrouvons par exemple les pions  $\pi^+$  ( $u\bar{d}$ ),  $\pi^-$  ( $\bar{u}d$ ),  $\pi^0$  ( $u\bar{u}/d\bar{d}$ ) et les kaons  $K^+$  ( $u\bar{s}$ ),  $K^-$  ( $\bar{u}s$ ),  $K^0$  ( $d\bar{s}/s\bar{d}$ ). La particule  $J/\psi$  est un meson constitué d'un quark  $c$  et d'un antiquark  $\bar{c}$ . Les baryons sont des états liés de trois quarks avec des saveurs qui peuvent être différentes. C'est le cas par exemple des nucléons : proton ( $uud$ ) et neutron ( $udd$ ), chargés respectivement d'une charge  $+e$  et  $0$ . Cet état de confinement de la matière hadronique reste, aujourd'hui encore, mal compris. En effet, nous ne pouvons pas résoudre les équations de QCD qui décrivent cet état dans le domaine non perturbatif. Nous sommes contraint d'employer des théories effectives ou bien des calculs numériques sur réseau (Cf. 1.2.1, p.25).

## Symétrie chirale

Une propriété du lagrangien de la théorie QCD (1.1) est la symétrie chirale. Il s'agit de la symétrie entre les quarks gauches et droits<sup>11</sup> qui représente l'invariance sous les transformations des groupes  $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ . Cette symétrie peut être caractérisée par le paramètre d'ordre appelé condensat de quarks<sup>12</sup>,  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ , qui est donné par :

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \frac{1}{2} \langle 0 | \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L | 0 \rangle \quad (1.3)$$

A basse énergie, les quarks possèdent une masse à travers le couplage de Yukawa avec le champ de Higgs. Dans le lagrangien QCD, le terme qui contient cette masse implique un mélange des quarks entre des états gauches et droits. La symétrie chirale est brisée. C'est également le cas dans le vide QCD où les quarks ne sont pas de masses nulles, ainsi  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle \neq 0$ . Un quark gauche  $q_G$

11. L'hélicité,  $h$ , d'une particule est la projection de son spin dans sa direction de propagation. Pour les particules de spin  $1/2$  deux états sont possibles  $h = \pm 1/2$ , soit droit ou gauche.

12. Aussi appelé condensat chiral.

qui interagit avec le vide s'annihile avec l'antiquark gauche  $q_G^-$  du condensat pour former un quark droit  $q_D$ . A haute énergie, nous nous attendons à une restauration de la symétrie chirale :  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle = 0$ . La masse des quarks devenant très faible ( $\approx 0$ ), il n'y a plus de couplage entre les quarks droits et gauches.

La symétrie chirale est une symétrie de type Goldstone. Dans le MS, les pions, kaons et la particule  $\eta$  représentent les 8 quasi-bosons<sup>13</sup> de Goldstone. Les faibles masses de ces bosons proviennent de la brisure explicite de la symétrie. La restauration de la symétrie chirale est un sujet d'étude actif et conduirait à une transition de phase de la matière.

## 1.2 Le Plasma de Quarks et de Gluons

La distribution de la constante de couplage QCD en fonction de l'énergie de renormalisation  $Q$  (figure 1.4) décrit distinctement deux comportements de la matière. D'un côté, il y a le confinement des partons sous forme de hadrons (matière nucléaire). De l'autre, le concept théorique de la liberté asymptotique qui prédit l'existence d'une phase dans laquelle les quarks et les gluons seraient libres de se mouvoir indépendamment les uns des autres. Ce nouvel état de la matière attendu est appelé plasma de quarks et de gluons (PQG) en analogie au plasma électromagnétique où les électrons et les ions sont indépendants. Le passage d'un état confiné à un état déconfiné correspond à une transition de phase de la matière hadronique (phénomène critique). L'étude des propriétés physiques d'un PQG ainsi que du phénomène de transition de phase conduisant à sa formation permettent de tester le cadre théorique de la QCD.

Différents modèles ont été développés afin de décrire l'évolution de la matière hadronique à très haute énergie, c'est à dire sous des conditions extrêmes de pression et de température. Une description phénoménologique est donnée par le modèle du sac du MIT<sup>14</sup> [21]. Ce modèle permet de décrire correctement le mécanisme de dé-confinement de la matière en considérant le milieu dé-confiné comme un gaz parfait, cependant il ne traite pas la symétrie chirale. Les modèles effectifs de type NJL (Nambu-Jona-Lasinio) [22, 23], au contraire, sont basés sur la description de la symétrie chirale. Cependant, leurs degrés de liberté étant par définition les nucléons, et non les partons, ils ne permettent pas de reproduire le mécanisme de dé-confinement. Enfin, la lattice-QCD (lQCD) est une théorie puissante qui permet de faire des prédictions précises concernant des observables caractéristiques des phénomènes critiques (dé-confinement et restauration de la symétrie chirale).

### 1.2.1 Prédiction de la lattice QCD

La lattice-QCD<sup>15</sup> est une théorie qui permet d'explorer le domaine non perturbatif de la QCD [24]. Elle exploite pour cela l'analogie qui existe entre la théorie quantique des champs et la physique statistique. Dans un espace

13. Dans une théorie à la Goldstone les bosons sont de masses nulles.

14. Massachusetts Institut of Technology.

15. En français : QCD sur réseau.

euclidien, l'intégrale de chemin (Cf. 1.1.2, p.21) est formellement identique à la moyenne statistique sur les configurations d'un système statistique. Le lagrangien est alors remplacé par le hamiltonien<sup>16</sup> d'un système statistique correspondant à un ensemble de spins sur les nœuds d'un réseau.

L'approximation du champ moyen consiste alors à remplacer chaque spin par sa valeur moyenne et à traiter en perturbations les fluctuations autour de cette valeur moyenne. Dans le cas de phénomènes critiques (au voisinage d'une transition de phase) le système présente des fluctuations importantes à toutes les échelles. Cela rend le calcul perturbatif impossible, tout comme les divergences des intégrales de boucles dans le cadre de la QCD (Cf. 1.1.2, p.21). Une procédure identique à celle de la renormalisation d'une théorie des champs (Cf. 1.1.2, p.22) permet de s'extraire de cette situation. Il s'agit de la méthode dite des *blocs de spins* [25] qui consiste à effectuer la moyenne sur les configurations du système par récurrence, échelle après échelle, tel que :

$$H_{2^n a}(S) = \mathcal{T} H_{2^{n-1} a}(S)$$

où  $H_{2^n a}(S)$  représente l'énergie du système de maille  $2^n a$  et  $\mathcal{T}$  la transformation dite du groupe de renormalisation. Puisque le système devient fractal<sup>17</sup> au voisinage d'un phénomène critique, la méthode consiste à rechercher un point fixe asymptotique ( $n \rightarrow \infty$ ) de la transformation dans lequel l'état du système ne dépend plus de la maille du réseau, de la même manière que la physique ne dépend plus de l'échelle de coupure dans une théorie renormalisable ( $\Lambda_{\text{QCD}}$  dans le cadre de la QCD).

La IQCD permet donc de modéliser des phénomènes critiques à l'aide de la théorie quantique des champs et d'accéder aux observables thermodynamiques du système. L'intérêt de ces modèles est qu'ils peuvent être traités par des algorithmes informatiques de type Monte Carlo permettant d'effectuer la moyenne sur toutes les configurations sans avoir à faire appel à la méthode des perturbations<sup>18</sup>. La seule limite est celle des super-calculateurs !

La IQCD permet d'étudier l'équation d'état de la matière hadronique à travers la détermination de la fonction de partition grand canonique  $Z(V, T, \mu_B)$  (intégrale de chemin) qui dépend du volume spatial  $V$ , de la température  $T$  et d'un ensemble de potentiels chimiques  $\mu_B$  qui sont liés aux nombres de quarks

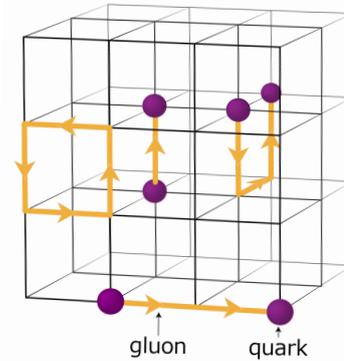


FIGURE 1.5 – Représentation schématique d'un réseau de IQCD.

16. L'inverse de la température est alors remplacé par le temps imaginaire de l'espace euclidien.

17. Le système reste similaire à lui-même quand on change la résolution avec laquelle on l'observe.

18. Ceci est vrai uniquement à densité baryonique nulle,  $\mu_B = 0$ , ou au voisinage de zéro. Des approximations conduisant à de grandes incertitudes sont nécessaires lorsque  $\mu_B > 0$ .

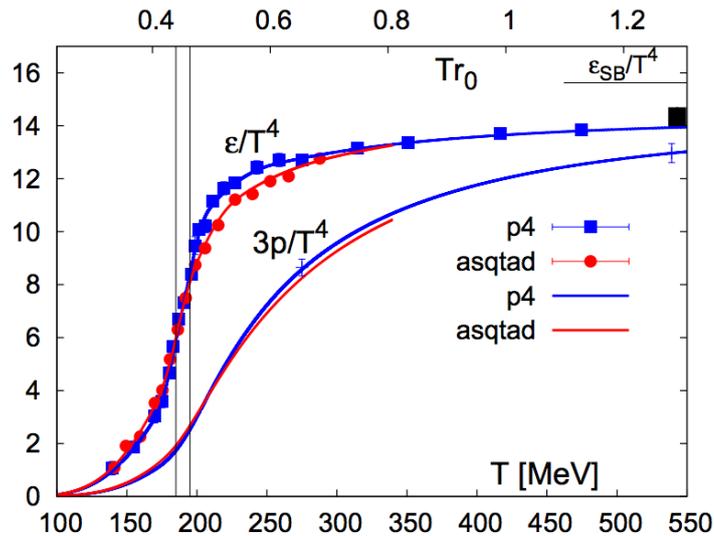
des différentes saveurs [24]. Ainsi, les quantités thermodynamiques du système comme la pression  $p$ , la densité d'énergie libre  $f$ , la densité d'énergie  $\epsilon$  et la densité d'entropie  $s$  peuvent s'exprimer à l'aide de la fonction de partition tel que :

$$f = -p = -\frac{T}{V} \ln Z(V, T, \mu_B)$$

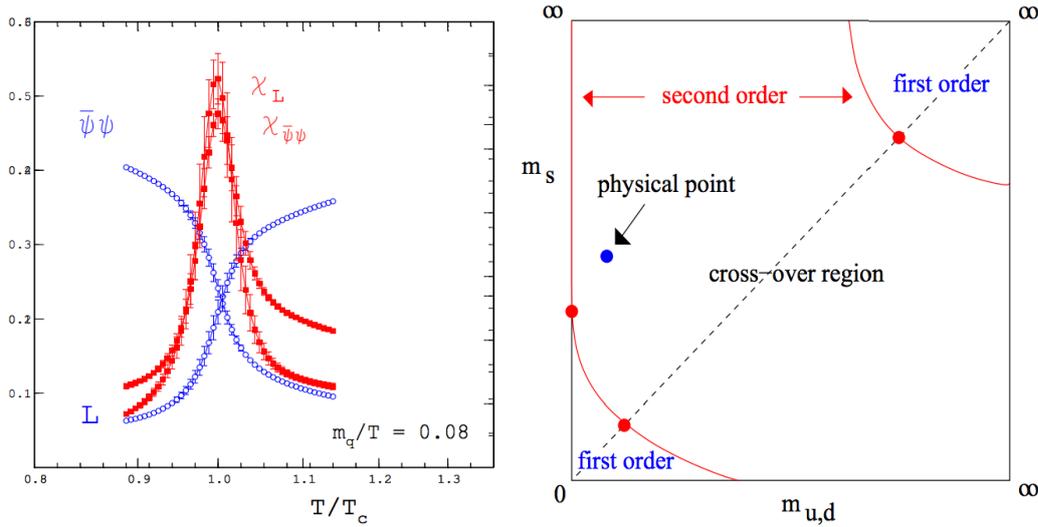
$$\frac{\epsilon - 3p}{T^4} = T \frac{d}{dT} \left( \frac{p}{T^4} \right)$$

$$\frac{s}{T^3} = \frac{\epsilon + p}{T^4}$$

La figure 1.6 représente des résultats récents obtenus à l'aide de calculs de IQCD ( $\mu_B = 0$ ), [26] pour la densité d'énergie,  $\epsilon/T^4$ , et la pression,  $3p/T^4$ , du système en fonction de la température. La densité d'énergie étant proportionnelle aux degrés de liberté du système, sa brutale augmentation autour de 190 MeV met en évidence un changement d'état (déconfinement). En effet, à basse température, le nombre de degrés de liberté correspond à un gaz de hadrons, puis augmente lors du passage à la phase déconfinée de quarks et de gluons. Ainsi, la température de transition,  $T_C$ , est établie dans l'intervalle  $180 < T_C < 200$  MeV. La densité d'énergie atteint ensuite un plateau. La limite de Stefan-Boltzmann,  $\epsilon_{SB}$ , établie pour les gaz parfaits sans interaction est également représentée sur ce graphique. Les prédictions de IQCD sont inférieures à cette limite d'environ 15%. Cela indique la présence d'interactions entre partons au sein de la phase déconfinée (PQG). Le PQG ne peut donc pas être traité comme un gaz parfait.



**FIGURE 1.6** – Densité d'énergie et pression du système calculées à l'aide de la IQCD en fonction de la température, pour 2 saveurs de quarks légers et une plus lourde (quark étrange) tel que  $m_q = 0,1m_s$ . Les résultats sont donnés pour deux types d'actions de fermions (discrétisation) [26]. La bande verticale indique à la région de transition.



**FIGURE 1.7** – Résultats de IQCD ( $\mu_B = 0$ ) pour le condensat de quarks,  $\langle\bar{\psi}\psi\rangle$ , et la fonction d'énergie libre,  $\langle L\rangle$ , avec leur susceptibilité respective en fonction de la température,  $T/T_C$  [28] (gauche). Nature de la transition de phase (ordre) en fonction de la masse des quarks [29] (droite).

Les calculs de IQCD permettent également de déterminer deux quantités directement reliées aux transitions de phase de la QCD (paramètres d'ordre). Il s'agit, d'une part, de la fonction d'énergie libre,  $\langle L\rangle$ , décrivant le déconfinement et définie comme la valeur moyenne de la boucle de Polyakov  $L(f) \propto \exp(-f/T)$  où  $f$  est la densité d'énergie libre. D'autre part, le condensat de quarks,  $\langle\bar{\psi}\psi\rangle = \partial p/\partial m_q$ , permet de décrire la restauration de la symétrie chirale. Les résultats de ces deux quantités obtenus à l'aide de calculs de IQCD, à  $\mu_B = 0$  pour deux saveurs de quarks [27], sont représentés sur le graphique de gauche de la figure 1.7 en fonction du rapport  $T/T_C$  [28]. Quand  $T < T_C$ , le condensat de quarks est grand, illustrant la brisure de la symétrie chirale, tandis que la fonction d'énergie libre est faible, nous informant que les quarks sont liés. Lorsque  $T > T_C$ , nous observons le contraire ce qui signifie un déconfinement et une restauration de la symétrie chirale.

Sur ce même graphique sont représentées les susceptibilités de ces deux quantités thermodynamiques définies tel que :  $\chi_L = \langle L^2\rangle - \langle L\rangle^2$  et  $\chi_{\bar{\psi}\psi} = \partial\langle\bar{\psi}\psi\rangle/\partial m_q$ . Elles donnent accès aux fluctuations des quantités thermodynamiques. Nous observons un pic à  $T = T_C$  sur la figure 1.7 (les deux susceptibilités sont discontinues), ce qui traduit une transition de phase du second ordre<sup>19</sup>. Ces résultats montrent une étonnante coïncidence, encore incomprise, entre les températures de transition du déconfinement et de la restauration de la symétrie chirale.

L'ordre de la transition de phase dépend du nombre de saveurs et de la masse des quarks utilisés dans les calculs de IQCD. Le graphique de droite de la figure

19. Une transition de phase est du premier (second) ordre si l'une des fonctions thermodynamiques du système à sa dérivée première (seconde) discontinue. Sinon, il s'agit d'un cross-over.

1.7 représente les différents ordres de la transition de phase en fonction de la masse des quarks considérés, à température finie et potentiel baryonique nul ( $\mu_B = 0$ ). Nous observons que dans le cas réaliste où les masses des quarks  $u$  et  $d$  sont faibles devant celle du quark  $s$  (*physical point* sur le graphique), alors la transition de phase est un cross-over. Autrement dit, il s'agit d'une transition rapide mais continue (pour plus de détails voir [29]).

## 1.2.2 Le diagramme des phases de la matière hadronique

En regroupant les prédictions théoriques obtenues à l'aide du modèle du sac du MIT [30], de modèles effectifs de type NJL [31] et de la IQCD [26], nous pouvons construire le diagramme des phases de la QCD. Une illustration en est donnée sur la figure 1.8 en fonction de la température,  $T$ , et de la densité baryonique,  $\mu_B$ . A basse température et à basse densité baryonique (région blanche), la matière est décrite comme un gaz de hadrons (confinement). Le point particulier  $\mu_B = 1$  représente la matière hadronique ordinaire sous forme de noyaux atomiques. Au contraire, lorsque  $T$  et  $\mu_B$  sont grands (région sombre), il y a formation d'un plasma de quarks et de gluons ( $\epsilon > 1\text{GeV}/\text{fm}^3 \approx 6 \times \text{densité nucléaire}$ ).

Entre ces deux comportements de la matière se trouve la limite de transition de phase du déconfinement et de la restauration de la symétrie chirale. Pour des densités baryonique élevées (où les incertitudes de la IQCD ne nous permettent pas de conclure), les prédictions du modèle du sac donnent une transition de phase du premier ordre jusqu'à un point critique (voir diagramme). Au delà de ce point, encore mal connu, la IQCD prédit une transition de type cross-over jusqu'à  $\mu_B = 0$ . Notons que des prédictions indiquent qu'au sein des étoiles à neutrons, la matière se trouverait dans des conditions de faible température et de haute densité baryonique [32]. De plus, lorsque  $\mu_B \rightarrow \infty$ , la matière posséderait une propriété de super-conductivité de couleur. Cependant, cette région du diagramme des phases, et en particulier la question de la symétrie

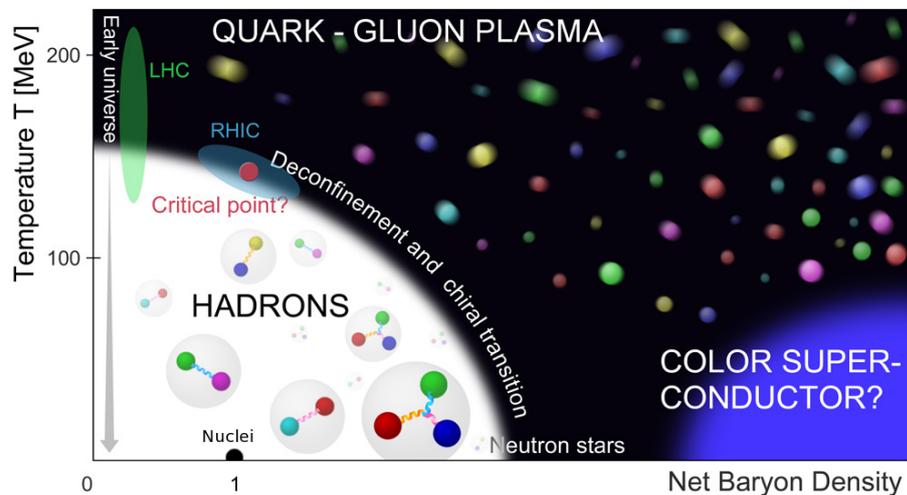


FIGURE 1.8 – Diagramme des phases de la QCD en fonction de la température,  $T$ , et de la densité baryonique,  $\mu_B$  (*Net Baryon Density*).

chirale, reste mal connue et demande davantage d'études [33].

Enfin, la flèche située à gauche du diagramme nous indique le chemin suivi par l'univers primordial lors de son évolution. En effet, lors des premiers instants de l'univers (juste après le big-bang), la matière aurait été sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons. Suite à son expansion, et donc à son refroidissement, le confinement de la matière se serait alors opéré. Ainsi, la connaissance des propriétés du PQG pourrait nous permettre de mieux caractériser l'évolution de l'univers.

Comme nous venons de le voir dans cette introduction théorique, les transitions de phase de la matière hadronique et ses propriétés au sein d'un PQG sont des sujets d'étude très riches. Les développements récents de la IQCD nous permettent de prédire de tels comportements avec précision. Reste alors à les vérifier ! Cependant, puisque ces phénomènes surviennent sous des conditions extrêmes de température et/ou de densité, une question se pose : comment les étudier ? Où plutôt : comment former un PQG ?

### 1.3 Les collisions de particules

L'unique solution pour atteindre les conditions nécessaires à la formation d'un PQG sur terre en laboratoire de manière reproductible, consiste à effectuer des collisions entre ions lourds accélérés à des vitesses ultra-relativistes. En effet, lors de telles collisions, les noyaux étant plus ou moins transparents l'un pour l'autre, les nucléons qui participent à la collision continuent leur parcours

(la zone de rapidité<sup>20</sup> centrale présente alors une faible densité baryonique  $\mu_B$ ) en déposant une quantité d'énergie gigantesque dans un tout petit volume de l'espace pouvant conduire à la formation d'un PQG. Notons qu'il est admis par la communauté scientifique que la densité d'énergie atteinte dans des collisions proton-proton (p-p) n'est pas suffisante pour conduire à la formation d'un PQG<sup>21</sup>. Cet aspect nous permet de considérer les collisions p-p comme une référence (sans formation de PQG) pour l'étude des collisions nucléon-nucléon où un PQG est attendu (Cf. 7.1, p.159). Les régions du diagramme des phases de la QCD accessibles par les expériences de collisions d'ions lourds du RHIC et du LHC sont représentées sur la figure 1.8.

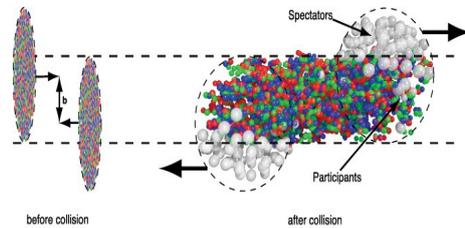


FIGURE 1.9 – Schéma de la géométrie d'une collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

20. La rapidité, notée  $y$ , est définie tel que :  $y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$  où  $E$  et  $p_z$  sont les composantes du quadri-vecteur énergie impulsion. Dans la limite ultra-relativiste, la rapidité est équivalente à la pseudo-rapacité  $\eta$  définie par :  $\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|p|+p_z}{|p|-p_z} \right) = -\ln(\tan(\theta/2))$  où  $\theta$  est l'angle d'émission polaire de la particule.

21. Toutefois, l'hypothèse n'est pas totalement écartée puisque, par exemple, le générateur d'événement EPOS indique une possible formation d'un PQG dans les collisions p-p à  $\sqrt{s_{NN}} = 7$  TeV [34].

Une représentation schématique de la géométrie d'une collision est donnée sur la figure 1.9. Les noyaux sont représentés comme des galettes afin d'illustrer la contraction de Lorentz due à leur vitesse ultra-relativiste. Le paramètre d'impact,  $b$ , est défini comme étant la distance entre les centres des noyaux dans le plan transverse à leur axe d'arrivée. En fonction du paramètre d'impact, un nombre plus ou moins important de nucléons participe à la collision, faisant ainsi varier la densité d'énergie déposée. Le nombre de nucléons participants, situés dans la zone de recouvrement des deux noyaux, est noté  $N_{\text{part}}$  tandis que le nombre, complémentaire, de nucléons spectateurs est noté  $N_{\text{spec}}$ . Une collision d'ions lourds est définie à travers :

- l'énergie dans son centre de masse par paire de nucléons notée  $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ ,
- sa centralité<sup>22</sup> (Cf. 3.5, p.98),
- le système d'ions choisi (Cu-Cu, Au-Au, Pb-Pb, etc).

### 1.3.1 Évolution d'une collision

L'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes a été modélisée par Shuryak en 1978 [35] puis par Bjorken en 1983 [36]. S'agissant d'un système dynamique, il est important, tout d'abord, de déterminer les conditions initiales.

#### États initiaux

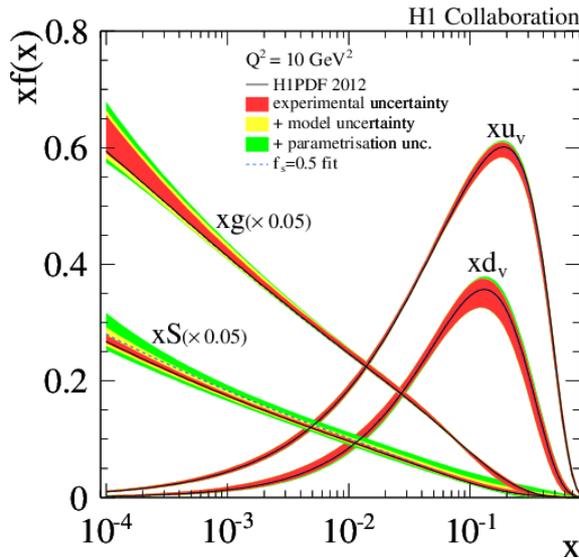
Pour réaliser des collisions d'ions lourds à hautes énergies, il est nécessaire d'accélérer les ions à des vitesses proches de celle de la lumière. Dans ces conditions, les nucléons des noyaux sont très fortement excités. En plus des quarks de valence des nucléons, les quarks de la mer et les gluons deviennent *visibles*. Il est alors nécessaire de caractériser les états initiaux des partons au sein des nucléons puisqu'ils sont à l'origine des processus de la collision. Pour cela nous utilisons les fonctions de distribution partonique (PDF)  $f(x, Q^2)$ . Elles correspondent à la probabilité de trouver un parton de fraction d'impulsion<sup>23</sup>  $x$  dans un nucléon, pour un quadrimoment transféré  $Q^2$  donné. Ces fonctions sont mesurées à l'aide d'expériences de diffusions profondément inélastiques.

Les PDF des gluons, des quarks de valence et des quarks de la mer mesurées par l'expérience H1 [37] sont représentées sur la figure 1.10. On observe clairement qu'à petit  $x$  la densité de gluons domine largement par rapport à celle des quarks de valence. Au sein d'un noyau, les nucléons interagissent entre eux conduisant à une modification des PDF. Ces modifications sont décrites de manière empirique à travers le *shadowing* [38] (Cf. 1.5.2, p.52).

Alternativement, le système peut être décrit au niveau des partons à travers le modèle du *Color Glass Condensate* (CGC) [39]. Ce modèle permet de décrire le fait qu'à très haute énergie, soit à petit  $x$  (variable de Bjorken), la densité de partons dans un nucléon atteint un domaine de saturation [40]

22. Plus la zone de recouvrement est grande (plus  $b$  diminue), plus la collision est dite centrale.

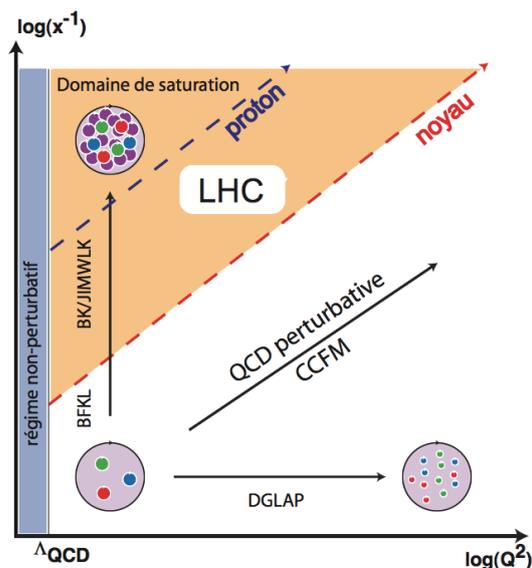
23. La variable de Bjorken,  $x$ , représente la fraction de l'impulsion du nucléon portée par un parton.



**FIGURE 1.10** – Évolution des fonctions de distribution partonique (PDF) des gluons ( $xg$ ), des quarks de valence ( $xu$  et  $xd$ ) et des quarks de la mer ( $xS$ ) en fonction de  $x$ -Bjorken mesurées par l'expérience H1 pour  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  [37]. Les distributions des gluons et des quarks de la mer sont réduites d'un facteur 20.

comme illustré sur la figure 1.11. Ce phénomène de saturation se produit à plus ou moins petit  $x$  selon que le parton est dans un proton isolé ou dans un noyau, conduisant à une modification des PDF. Des approches Monte Carlo permettent d'implémenter le modèle du CGC [41].

Le diagramme des phases de la QCD décrit par la figure 1.11 permet de distinguer deux types d'équations d'évolutions. Suivant l'axe des abscisse, le

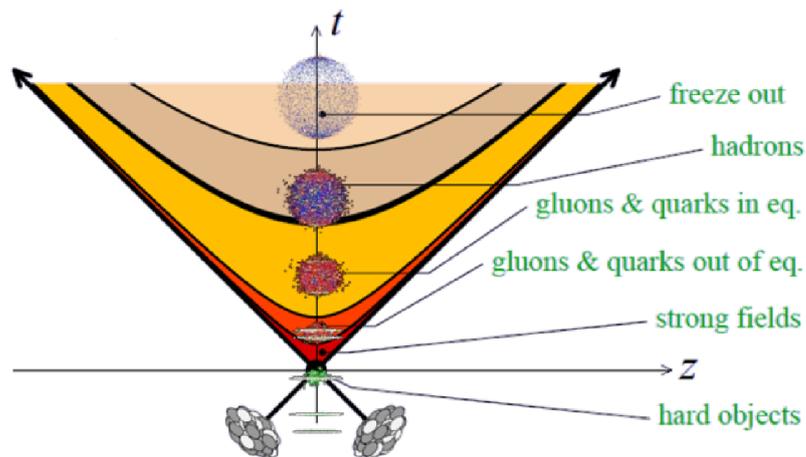


**FIGURE 1.11** – Diagramme des phases de la QCD en fonction de  $\ln(1/x)$  et  $\ln(Q^2)$ . Le domaine de saturation prédit par le CGC est représenté en orange (coin supérieur gauche).

scénario d'évolution permettant de séparer les échelles molle et dure en fonction de  $Q$  (repéré par  $\Lambda_{\text{QCD}}$ ) à travers les équations du groupe de renormalisation est appelé DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [42, 43]. En revanche, lorsque  $x$  diminue (axe des ordonnées), le bremsstrahlung de gluon conduit à une densité gluonique élevée. Les gluons se chevauchent favorisant ainsi les processus de recombinaison du type  $gg \rightarrow g$  [44] et conduisant à un effet de *shadowing*. Le scénario d'évolution est alors donné par l'équation appelée BFKL (Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov) [45–47].

### Modèle de Shuryak-Bjorken

Les nucléons qui participent à la collision forment une région appelée boule de feu. La figure 1.12 schématise l'évolution de cette boule de feu selon le modèle de Bjorken. Il s'agit d'une représentation en différentes étapes en fonction du temps et de l'axe  $z$  (direction des noyaux incidents, *i.e.* l'axe des faisceaux). La forme en cône de l'évolution de la collision ainsi que les paraboles, qui permettent de distinguer les différentes étapes, sont directement reliées au caractère relativiste de la collision. Une parabole représente un temps constant  $\tau$ , dit *propre*, exprimé dans le centre de masse de la collision tel que  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ .



**FIGURE 1.12** – Représentation de l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes. Les différentes étapes sont décrites dans le texte.

Les étapes du scénario d'une collision d'ions lourds, décrites par le modèle de Bjorken, sont énumérées ci-dessous, depuis la phase d'approche des noyaux jusqu'au *freeze-out* :

- 1- Avant la collision, les noyaux en approche sont caractérisés par leurs états initiaux décrits ci-dessus. À  $t = 0$ , les noyaux entrent en collision à des vitesses relativistes formant une phase de pré-équilibre très rapide qui dure moins de  $1 \text{ fm}/c$  ( $\approx 10^{-24} \text{ s}$ ). Les multiples collisions inélastiques entre nucléons conduisent à une augmentation de la température. C'est durant cette phase que les partons constituant les nucléons interagissent fortement par processus durs pour former entre autre des quarks lourds, des quarkonia<sup>24</sup>

24. Les quarkonia sont les mesons constitués de saveurs lourdes identiques  $q\bar{q}$ .

(dont le  $J/\psi$ ), des jets, des photons directs, des bosons vecteurs (Z et W), etc. Ces processus sont décrits par la pQCD.

- 2- Ensuite, si l'énergie du système atteint la valeur critique de transition vers une phase déconfinée, il y a formation d'un PQG hors équilibre qui peut-être décrit par un modèle hydrodynamique visqueux. Le PQG peut alors avoir une durée de vie allant jusqu'à 10 fm/c à l'énergie du LHC. Si les conditions permettent au PQG d'exister suffisamment longtemps, il atteint un équilibre thermodynamique (thermalisation). Un modèle hydrodynamique idéal permet alors de décrire son évolution. Une restauration de la symétrie chirale est également attendue durant cette phase de déconfinement.
- 3- Puis le refroidissement du milieu, associé à son expansion, conduit progressivement au confinement des quarks et des gluons dans des hadrons (hadronisation). Il s'agit d'une phase pouvant aller jusqu'à 20 fm/c. Cette phase est aujourd'hui critiquable dans la mesure où la transition de phase est assimilée à un rapide cross-over. Enfin, lorsque tous les quarks sont de nouveau confinés, le milieu est assimilable à un gaz de hadrons en expansion décrit par la théorie cinétique.
- 4- S'en suit la phase de *freeze-out* qui se décompose en deux étapes. Lorsque le nombre de particules devient fixe, c'est à dire qu'il n'y a plus d'interaction inélastique entre les hadrons, il s'agit du gel chimique (composition chimique du milieu gelée). Ensuite, lorsque les collisions élastiques au sein du milieu cessent nous parlons de gel cinétique ou gel thermique. Les hadrons se trouvent dans leurs états finaux. Les temps caractéristiques des gels chimique et cinétique sont discutables. Soit ils se produisent à deux instants distincts [48], soit ils sont confondus [49]. Suite au *freeze-out*, le système composé de hadrons et de leptons continue son expansion spatiale. Ce sont ces particules ou leurs produits de désintégration que nous détectons avec des technologies et des techniques de détection différentes selon leur nature (photon, hadron, leptons, etc). Nous développerons ce dernier aspect dans les chapitres consacrés à la description de l'expérience ALICE (Cf. 2.2, p.68 et 2.3, p.78).

### 1.3.2 Stratégie des collisions d'ions lourds

Depuis que des prédictions théoriques énoncèrent, il y a plus de 30 ans, la formation d'un PQG sous des conditions extrêmes de pression et de température, de plus en plus de physiciens n'ont cessé de rechercher à caractériser un tel état de la matière en étudiant des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le PQG attendu étant un système très localisé ( $\sim 10^{-15}$  m) et très bref ( $\sim 10^{-24}$  s), il n'est pas possible d'observer expérimentalement un PQG de manière directe. Seules des observations indirectes nous sont accessibles via les produits finaux de la collision qui sont le résultat de l'évolution du système dans son ensemble. Un exemple de démarche scientifique typique est décrit par les étapes suivantes :

- 1- Tout d'abord, un modèle théorique prédit la modification (due à la formation d'un PQG) d'une observable mesurable expérimentalement <sup>25</sup>,

25. Une observable se mesure à travers une analyse spécifique des particules détectées lors d'une collision (photons, hadrons, leptons, etc).

par exemple, une section efficace<sup>26</sup> de production.

- 2- L'observable est mesurée lors de collisions élémentaires p-p (sans formation de PQG) pour servir de référence.
- 3- Une seconde mesure est effectuée lors de collisions p-noyau (p-A) pour estimer les effets nucléaires froids dus à la présence d'un noyau dans l'étape initiale. Par exemple, à travers la détermination d'une section efficace d'absorption ou de l'effet du *shadowing*. Pour une meilleure estimation il est intéressant de varier les noyaux utilisés.
- 4- Enfin, une troisième mesure est effectuée lors de collisions noyau-noyau (A-A) où le PQG est attendu.
- 5- Si la modification prédite est observée et qu'aucun modèle sans formation de PQG ne la reproduit, alors la "preuve" sera faite de la formation d'un milieu et ses propriétés physique (température, pression, viscosité, etc) pourront être accessibles via les paramètres du modèle utilisé.

Dans la pratique, des allers-retours sont effectués entre les étapes 4 et 5. Les théoriciens sont amenés à raffiner leurs modèles et les expérimentateurs fournissent de nouveaux résultats à reproduire en faisant varier les ions et l'énergie mis en jeu. A terme, l'idée de cette stratégie est de disposer d'un modèle de collision complet, qui reproduise l'ensemble des observables expérimentales avec peu, voire aucun paramètre libre. Aujourd'hui, de nombreux mécanismes comme ceux survenant durant la phase d'hadronisation, et de nombreux paramètres libres pouvant être mesurés sont encore mal connus. Néanmoins, il est possible de contraindre les modèles en choisissant des observables pertinentes, dites sondes, dont :

- le comportement est bien compris lors de collisions élémentaires p-p et p-A,
- les prédictions théoriques des modèles annoncent une forte modification par le PQG,
- la modification ne peut-être interprétée autrement que par la formation d'un milieu tel qu'un PQG,
- la mesure expérimentale puisse conduire à un résultat précis (incertitudes faibles).

Ainsi, mesure après mesure, nous cherchons à nous rapprocher d'un modèle complet pour en extraire, de manière non équivoque, les propriétés d'un PQG.

Expérimentalement, la réalisation de collisions d'ions lourds à très haute énergie nécessite des accélérateurs de particules. Ainsi, afin de sonder la matière, plusieurs complexes d'accélérateurs ont vu le jour pendant les 25 dernières années autour desquels de nombreuses expériences (ensemble de détecteurs autour d'un point d'interaction<sup>27</sup>) ont permis de collecter des données. Depuis l'accélérateur AGS en 1992 jusqu'au LHC en 2010, l'énergie nominale pouvant être fournie dans le centre de masse de la collision par paire de nucléons

26. Une section efficace est une grandeur physique qui traduit la probabilité qu'un processus donné se réalise. Son unité est le barn ( $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ) et correspond à une surface.

27. La zone d'impact des deux noyaux est appelé point d'interaction (IP).

**TABLE 1.1** – Résumé des caractéristiques principales des accélérateurs d'ions lourds (extraites de [50, 51]). Les systèmes d'ions indiqués sont les plus lourds ayant été accélérés et la densité d'énergie est estimée pour un temps de pré-équilibre  $\tau = 1$  fm/c.

Machine	AGS	SPS	RHIC	LHC
Année	1992	1994	2001	2010
Lieu	BNL	CERN	BNL	CERN
Mode	Cible fixe	Cible fixe	Collisionneur	Collisionneur
Système	Au-Au	Pb-Pb	Au-Au	Pb-Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV/c)	4,8	17,3	200	2760
$\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	$\sim 1,5$	$\sim 3,5$	$\sim 5,5$	$\sim 8,5$
$T$ (MeV)	$\sim 150$	$\sim 190$	$\sim 230$	$\sim 260$

( $\sqrt{s_{NN}}$ ) n'a cessé de croître à l'aide du développement de nouvelles technologies, passant de 4,8 GeV à 5,5 TeV, soit une augmentation de plus de trois ordres de grandeur. Cette évolution est résumée dans le tableau 1.1. Ce large domaine en énergie est très intéressant car il permet d'explorer le diagramme des phases de la matière hadronique (1.8) autour du point critique et de tester les différents scénarios de transition de phase.

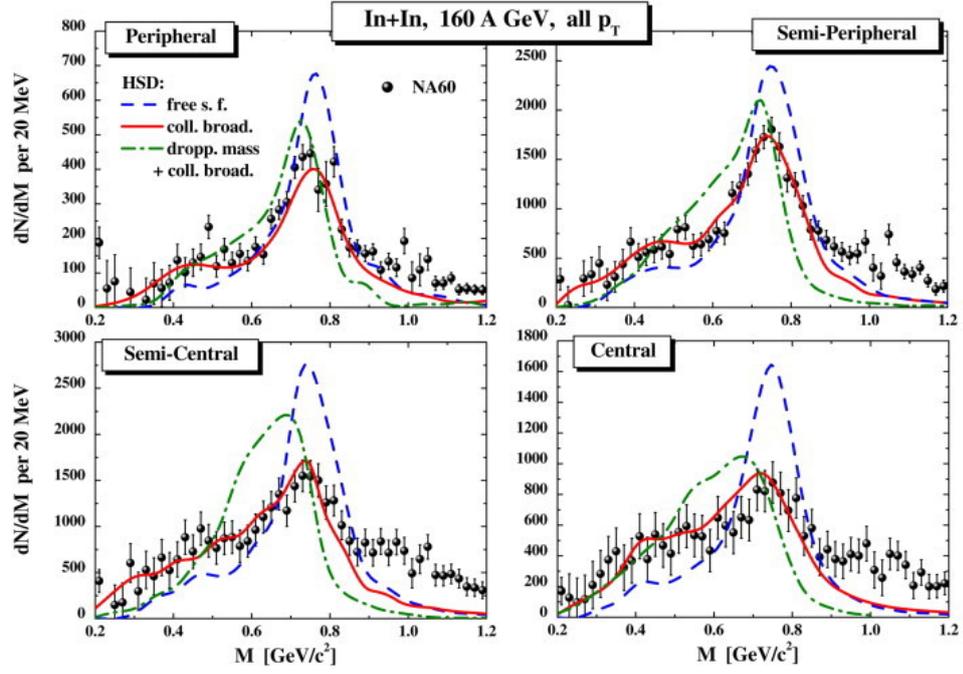
## 1.4 Sondes du PQG

De nombreuses sondes ont été proposées pour caractériser la formation d'un PQG. Dans cette section, une liste non exhaustive des principales sondes est présentée en les illustrant par des mesures. Pour plus de détails, une revue est disponible dans [52]. Nous pouvons classer les sondes en deux catégories selon l'énergie des processus qui en sont à l'origine. Les sondes dites molles sont associées aux processus de faible énergie, fréquents, qui conduisent, par exemple, à des effets collectifs. Ils sont proportionnels à l'énergie totale de la collision donc au nombre de participants  $N_{\text{part}}$ . Les sondes dites *dures* s'appuient sur des processus très énergétiques qui se produisent aux tous premiers instants de la collision comme la production de  $J/\psi$ . Dans le cadre du modèle des partons, un processus dur peut-être décrit par l'interaction de deux partons. Ces processus sont rares et proportionnels au nombre de collisions binaires entre nucléons participants  $N_{\text{coll}}$ . L'intérêt est qu'ils produisent des particules qui participent ensuite à toutes les étapes de la collision. Celles-ci permettent de sonder les degrés de liberté partoniques du milieu.

### 1.4.1 Sondes molles

#### Modification des propriétés des mesons vecteurs de basse masse

La formation d'un PQG est associée à la restauration de la symétrie chirale (Cf. 1.2.1, p.25). Les mesons vecteurs de basse masse ( $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$ ) étant, comme leur nom l'indique, légers et de courte durée de vie, il est attendu que la formation d'un PQG soit susceptible de modifier leurs propriétés [53, 54]. Leurs



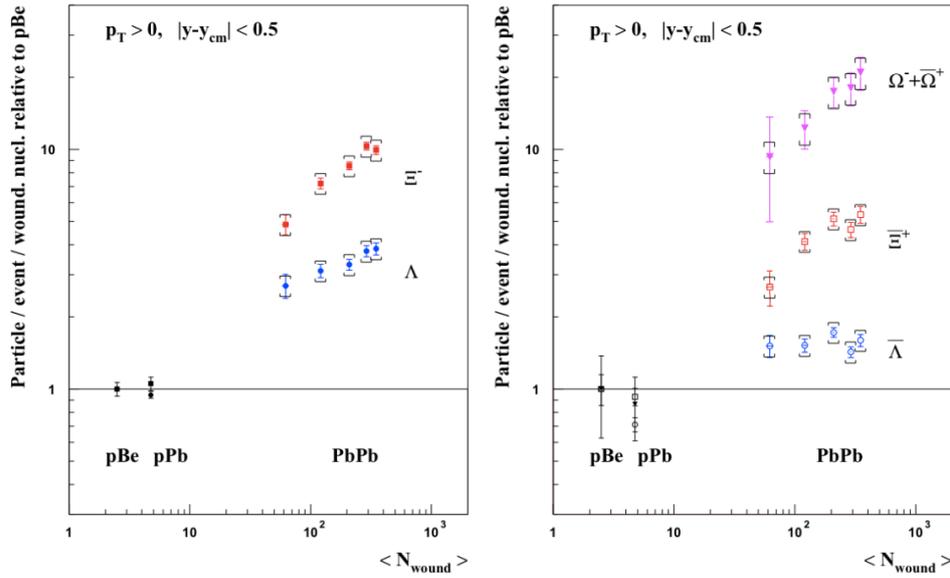
**FIGURE 1.13** – Évolution de la fonction spectrale du meson  $\rho$  en fonction de la centralité des collisions In-In à  $E_{\text{lab}} = 158 \text{ A.GeV}$ , soit  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,4 \text{ GeV}$ , mesurée par l'expérience NA60 au SPS [55] et comparée aux prédictions des modèles théoriques [56] : élargissement de la largeur du  $\rho$  (courbe continue rouge), élargissement et déplacement de la masse (courbe discontinue verte) et référence sans modification (courbe discontinue bleue).

masses tout comme leurs largeurs pourraient varier. Ainsi, il est intéressant de mesurer la fonction spectrale du meson  $\rho$  comme cela a été fait par l'expérience NA60 au SPS dans les collisions In-In à  $E_{\text{lab}} = 158 \text{ A.GeV}$  soit  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,4 \text{ GeV}$  [55] et dont le résultat est présenté sur la figure 1.13. De manière non ambiguë, nous observons sur ce graphique un élargissement de la largeur du  $\rho$  par rapport à sa référence, qui augmente avec la centralité de la collision, mais pas de déplacement de sa masse. Plus de détails sur l'étude des mesons vecteurs sont disponibles dans [51].

### L'augmentation de l'étrangeté

Puisque les nucléons des noyaux ne contiennent pas de quarks de valence étrange, la formation d'étrangeté dans une collision d'ions lourds est directement reliée aux processus qui s'y produisent. La restauration de la symétrie chirale au sein d'un PQG entraînerait une diminution de l'énergie nécessaire à la formation de paires de quarks  $s\bar{s}$  par rapport à des collisions hadroniques élémentaires. Ainsi, nous nous attendons à ce que la production d'hypérons (baryons constitués d'au moins un quark étrange) dans les collisions A-A soit supérieure à celle observée dans les collisions élémentaires p-p et p-A [57, 58].

La figure 1.14 représente les taux de production d'hypérons et d'anti-hypérons mesurés par l'expérience NA57 au SPS dans des collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,3 \text{ GeV}$ , normalisés aux collisions p-Be [59]. Nous observons clairement une

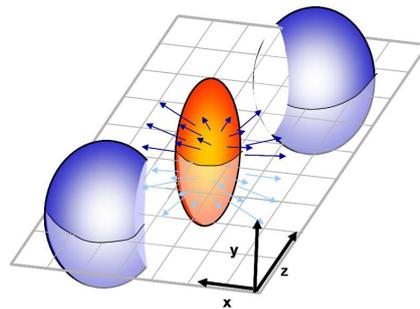


**FIGURE 1.14** – Taux de production normalisés des hypérons et anti-hypérons en fonction du nombre de participants (exprimé par  $N_{\text{wound}}$ ) mesurés par l'expérience NA57 au SPS dans des collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,3$  GeV [59].

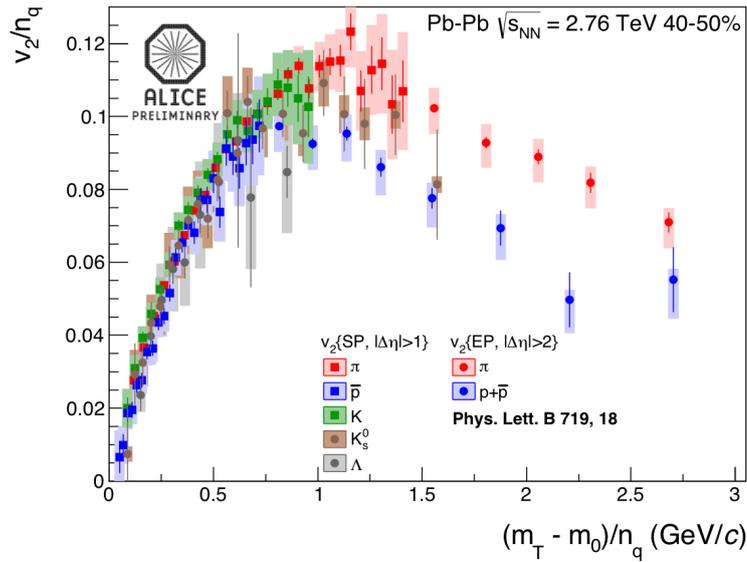
augmentation pouvant atteindre un facteur 20 dans le cas des  $\Omega$ . Néanmoins, l'observation de ce comportement n'est pas suffisante pour prouver la formation d'un PQG. En effet, d'autres modèles sans formation de PQG permettent de reproduire cette tendance. C'est le cas, par exemple, du *Dual Parton Model* via la production d'hypérons par interactions hadroniques dans l'état final [60].

## Le flot elliptique

Lors de collisions A-A non centrales, le volume de la boule de feu possède une forme en amande comme illustrée sur la figure 1.15. Cette géométrie induit un gradient de pression important qui conduit à une anisotropie du système que l'on retrouve au niveau de la production de particules (effets collectifs). La distribution azimutale des particules peut s'exprimer à travers un développement en série de Fourier dans lequel les coefficients de Fourier représentent les différentes harmoniques. Le flot elliptique est défini comme étant égal au coefficient  $\nu_2$  et traduit l'existence d'un gradient de pression plus élevé dans le plan  $xz$  que dans le plan  $yz$ . L'observation d'un flot non nul au niveau des états finaux (hadrons détectés) est synonyme de thermalisation rapide du milieu et donne accès aux propriétés hydrodynamiques de celui-ci comme sa température et sa viscosité [61–63].



**FIGURE 1.15** – Représentation de l'anisotropie d'une collision A-A non-centrale. La boule de feu possède une forme en amande.



**FIGURE 1.16** – Flot elliptique  $\nu_2$  normalisé par  $n_q$  en fonction de l'énergie transverse également normalisée par  $n_q$  mesuré pour plusieurs particules identifiées dans ALICE lors de collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$  TeV, pour la classe de centralité 40-50% [64].

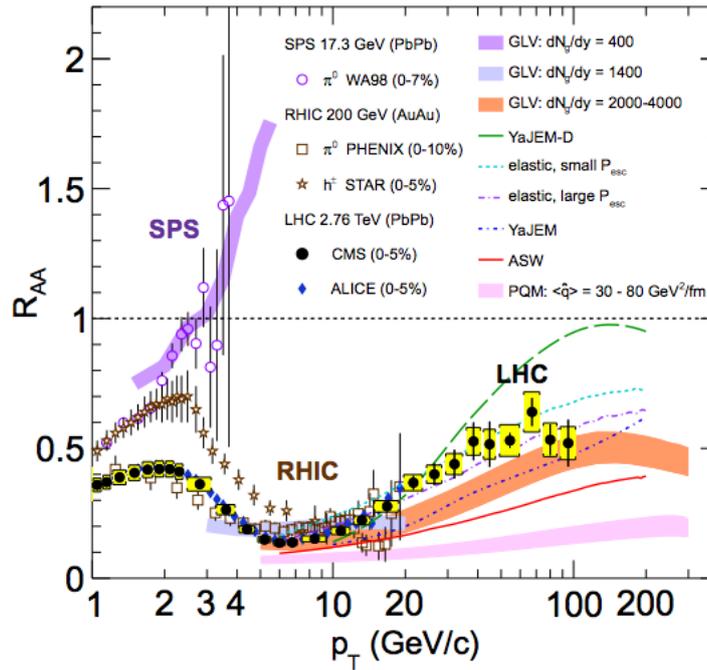
Si le flot elliptique se développe au niveau partonique, il devrait être proportionnel au nombre de quarks,  $n_q$ , constituant la particule étudiée. La figure 1.16 représente  $\nu_2/n_q$  en fonction de  $E_T/n_q$  (l'énergie transverse est définie par  $E_T = m_T - m_0$ ) pour différentes particules détectées par l'expérience ALICE, dans des collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$  TeV, pour la classe de centralité 40-50% [64]. Nous observons ce type de comportement à basse énergie transverse (également au RHIC [65]). Ces résultats peuvent être reproduits par des calculs d'hydrodynamique (ou de dynamique des fluides visqueux) considérant un PQG fortement couplé [66].

## 1.4.2 Sondes dures

### Suppression des hautes impulsions transverses

Des prédictions indiquent que la formation d'un PQG aurait des conséquences importantes sur les hadrons produits [67, 68]. En particulier, la propagation de partons de haute énergie dans un milieu très dense de quarks et de gluons s'accompagnerait d'une perte d'énergie (radiation et collision) [69–71]. Cette réduction de l'énergie à l'échelle des partons entraînerait alors une diminution de l'impulsion des hadrons produits lors de la phase d'hadronisation. Ainsi, une réduction du taux de production des hadrons de haute impulsion transverse est attendue en collision Pb-Pb par rapport aux collisions p-p. La figure 1.17 extraite de [72] illustre ce phénomène. Il s'agit du facteur de modification nucléaire<sup>28</sup>,  $R_{AA}$ , des hadrons mesuré à différentes énergies en fonction de leur impulsion transverse,  $p_T$ . On observe clairement une augmentation de la suppression des hadrons en fonction de l'énergie. Dans l'intervalle  $5 < p_T < 10$

28. Le facteur de modification nucléaire est défini en détail dans le chapitre 7, p.159.

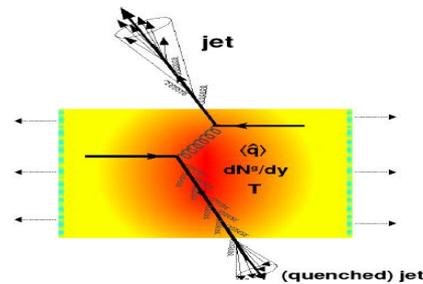


**FIGURE 1.17** – Facteurs de modification nucléaire dans des collisions A-A centrales en fonction de l'impulsion transverse, à trois énergies différentes, pour les pions neutres ( $\pi$ ), hadrons chargés ( $h^\pm$ ), et particules chargées comparés à plusieurs prédictions théoriques [72].

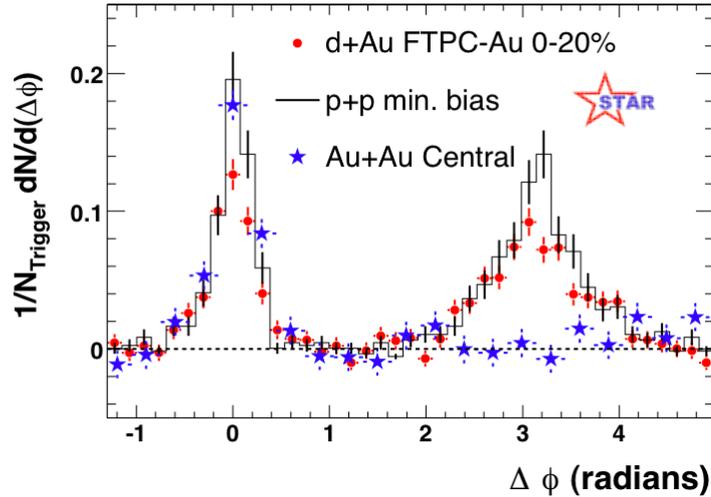
GeV/c, la suppression est plus importante au LHC comparée au RHIC. Au-delà de 10 GeV/c, le  $R_{AA}$  montre une augmentation continue et atteint un plateau ( $R_{AA} = 0,5 - 0,6$ ) entre  $40 < p_T < 100$  GeV/c. La confrontation de ces résultats aux différents modèles théoriques disponibles permet ainsi de caractériser la perte d'énergie des partons dans le milieu. Une étude récente portant sur les quarkonia de haute impulsion transverse est disponible dans [73].

### Atténuation des gerbes partoniques (jets)

Un autre effet de la perte d'énergie partonique au sein d'un PQG est celui de l'atténuation des gerbes partoniques appelées *jets*. Un jet est la conséquence d'un processus partonique très énergétique de type  $2 \rightarrow 2$  dont les partons finaux fragmentent en produisant une gerbe de hadrons très énergétiques dans une région de l'espace pouvant être caractérisée par un cône. Une illustration est donnée sur la figure 1.18. L'un des résultats les plus impressionnants concernant ce phénomène fut celui de l'expérience STAR à travers la mesure des corrélations entre hadrons de haute impulsion transverse dos-à-dos ( $180^\circ$ ). La figure 1.19 montre cette mesure dans



**FIGURE 1.18** – Représentation de l'atténuation des gerbes partoniques (jets) à la traversée d'un milieu PQG.



**FIGURE 1.19** – Comparaison des distributions azimutales à deux particules mesurées dans des collisions p-p, d-Au et Au-Au [77].

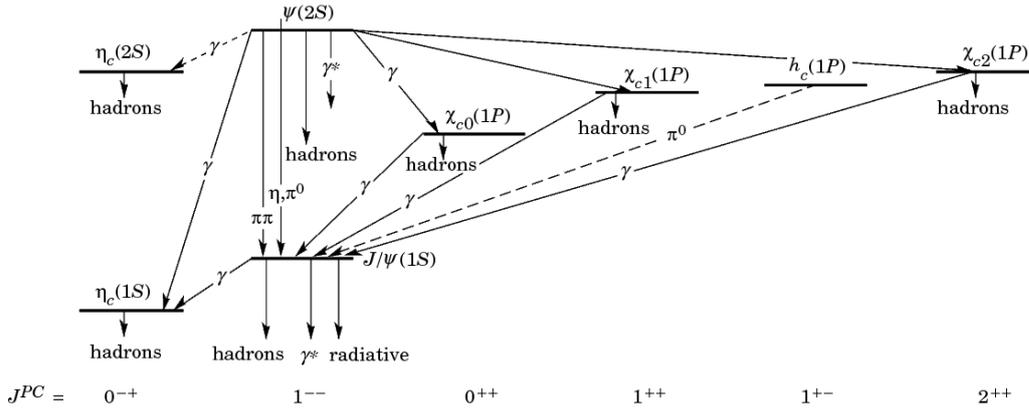
les Au-Au centrales à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [74]. On observe une disparition du partenaire à  $\phi = \pi$ . Les processus gamma-jets, où un photon et un parton sont émis dos à dos, sont particulièrement intéressants pour étudier ce phénomène car l'énergie initiale du parton est directement accessible en mesurant l'énergie du photon, qui lui n'est pas sensible aux effets du PQG [75]. Des résultats récents de l'expérience CMS au LHC sont disponibles dans [76].

### Suppression des saveurs lourdes et quarkonia

Enfin, une sonde très étudiée concerne la suppression des saveurs lourdes  $c$  et  $b$  et des quarkonia (mesons constitués de quarks lourds de type  $Q\bar{Q}$ ). Les quarks lourds sont produits dans les premiers instants de la collision, avant la formation du PQG, essentiellement à travers des processus de fusion de gluons ( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ ). Leurs taux de production dépendent donc de la densité de gluons dans les noyaux, soit des conditions initiales (saturation à très petit  $x$ ). De plus, il a été prédit que la formation d'un PQG entraînerait une suppression des différents états de quarkonia en fonction de la température atteinte par le milieu. Le travail de recherche rapporté dans ce manuscrit porte sur l'étude du quarkonium  $J/\psi$  dans les collisions d'ions lourds. Une description plus détaillée de la sonde quarkonia est donnée dans la section suivante.

## 1.5 L'état lié fondamental $J/\psi$

Dans le domaine de la physique des ions lourds, une sonde très étudiée pour caractériser le PQG est le charmonium  $J/\psi$ . Dans cette section nous allons décrire les propriétés de ce quarkonium et les intérêts de l'étudier. Après une brève introduction sur la famille des charmonia, nous listerons les différents mécanismes de production du  $J/\psi$ . Ensuite, nous décrirons les différents mécanismes pouvant conduire à la modification de la production de  $J/\psi$  en collision d'ions lourds. Enfin nous présenterons les mesures marquantes déjà



**FIGURE 1.20** – Spectroscopie des charmonia. La notation  $(nL)$  indique le nombre quantique principal  $n$  et le moment angulaire orbital  $L$ , tandis que  $J^{PC}$  correspond au moment angulaire total ( $J = L + S$  où  $S$  est le spin) avec  $P$  la parité et  $C$  la charge.

obtenues au SPS, au RHIC et au LHC afin de disposer d'une vue d'ensemble, indispensable pour apprécier les nouveaux résultats des chapitres 7 et 8.

## Les charmonia

Les charmonia correspondent à la famille des états liés de deux quarks charmés  $c\bar{c}$  (résonances). L'état fondamental 1S est appelé  $J/\psi$ . Il fut découvert en 1974 à travers l'étude du spectre de masse invariante des dimuons ( $\mu^+\mu^-$ ) produits lors de collisions p-Be [78] et  $e^+ - e^-$  [79]. Les deux expériences découvrirent une résonance à 3,1 GeV/ $c^2$ . L'une la nomma J et la seconde  $\psi$ . Suite à l'attribution du prix Nobel pour sa découverte, la particule prit le nom définitif de  $J/\psi$ . A l'époque, cette découverte confirma l'existence du quark  $c$  et entraîna un grand nombre d'expériences à étudier la physique du charme. Les états liés  $c\bar{c}$  stables, autres que le  $J/\psi$ , diffèrent par leurs nombres quantiques. Ils sont stables dans le sens où leur masse est inférieure à celle de deux mesons lourds  $m_{c\bar{c}} \leq 2m_D$  (la décroissance en charme ouvert est interdite). Un résumé des états liés de la famille des charmonia et de leurs modes de décroissance est illustré sur la figure 1.20. Notons que de nombreux états peuvent décroître en formant un  $J/\psi$ . Ainsi, les  $J/\psi$  détectés dans les collisions hadroniques proviennent à  $\sim 60\%$  de la production directe de l'état charmonium 1S, à  $\sim 30\%$  de la décroissance  $\chi_c(1P) \rightarrow J/\psi + X$ , et les  $\sim 10\%$  restant de  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$  [80–83].

Puisque le quark  $c$  est lourd ( $\sim 1,3$  GeV/ $c^2$ ), la spectroscopie des charmonia peut-être étudiée à l'aide d'une théorie potentielle non-relativiste [84]. Le potentiel de *Cornell* simple [85, 86] permet de décrire l'interaction entre deux quarks sous la forme :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (1.4)$$

où  $\sigma$  traduit la tension entre les quarks (confinement) et  $\alpha$  représente une interaction *coulombienne* de couleur. La résolution de l'équation de Schrödinger

avec ce type de potentiel donne l'ensemble des états (résonances) de charmonia de la figure 1.20. Les valeurs des paramètres de l'équation (1.4) permettant de reproduire les mesures expérimentales sont  $\sigma \approx 0,2 \text{ GeV}^2$  et  $\alpha = \pi/12$ . Les masses, énergies de liaison, et rayons des états  $J/\psi$ ,  $\chi_c$  et  $\psi(2S)$  obtenus à l'aide de ce modèle simple [87] sont résumés dans le tableau 1.2. Nous remarquons que le  $J/\psi$  a une énergie de liaison 13 fois plus grande que celle du  $\psi(2S)$  et un rayon presque deux fois plus faible.

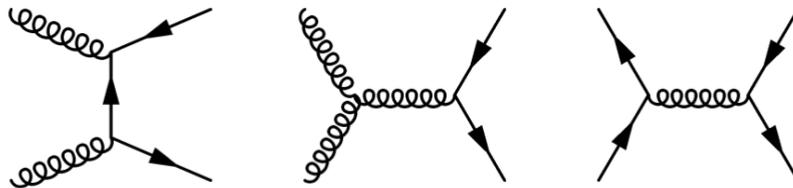
**TABLE 1.2** – Propriétés des charmonia  $J/\psi$ ,  $\chi_c$  et  $\psi(2S)$  obtenues à l'aide du potentiel simple de *Cornell* [87].

État	$J/\psi$	$\chi_c$	$\psi(2S)$
$m \text{ (GeV}/c^2)$	3,10	3,53	3,68
$\Delta E \text{ (GeV)}$	0,64	0,20	0,05
$r_0 \text{ (fm)}$	0,50	0,72	0,90

### 1.5.1 Mécanismes de production

Dans les collisions d'ions lourds, les quarkonia sont essentiellement issus de processus partoniques hautement énergétiques. Dans ce cadre, la formation d'une paire de quarks lourds  $Q\bar{Q}$  nécessite une énergie supérieure à sa masse :  $Q > 2m_Q$  (effet de seuil). Ce domaine d'énergie ( $2m_Q \gg \lambda_{\text{QCD}}$ ) est favorable à l'application de la QCD perturbative. Les processus de production de paires  $Q\bar{Q}$  à l'ordre dominant (LO) sont représentés sur la figure 1.21. Les deux premiers diagrammes correspondent aux mécanismes de fusion de gluons, qui dominent à haute énergie (LHC), tandis que le dernier correspond à l'annihilation quark-antiquark (quarks légers). Remarquons que le temps de formation,  $\tau_f$ , d'une paire de quarks est inversement proportionnel à sa masse :  $\tau_f = 1/m_{Q\bar{Q}}$ . Dans le cas d'une paire  $c\bar{c}$  ce temps de formation est de l'ordre de  $0,1 \text{ fm}/c$ , soit inférieur au temps de formation estimé d'un PQG ( $\sim 1 \text{ fm}/c$ ).

Les paires de quarks  $Q\bar{Q}$  étant composées de particules portant une charge de couleur, elles sont créées soit dans un état octet de couleur, soit dans un état singulet de couleur (sans couleur). Seuls les états liés neutres en couleur (singulet) existent. Pour former un quarkonium à partir d'un état octet de couleur, il est alors nécessaire de neutraliser la charge de couleur de la paire (mécanisme



**FIGURE 1.21** – Diagrammes de feynman correspondant aux processus de création de paire  $Q\bar{Q}$  au LO.

de coalescence). Ce mécanisme demande une grande échelle de temps par rapport à celle de formation de la paire  $Q\bar{Q}$ . Des processus non-perturbatifs de basse énergie peuvent survenir durant cette phase comme l'émission d'un ou plusieurs gluons.

D'un point de vue théorique, la neutralisation de la couleur n'est pas encore pleinement comprise. Une revue est disponible dans [88, 89]. Néanmoins, selon l'état coloré de la paire, différents modèles théoriques ont été développés pour estimer les sections efficaces de production de quarkonia et leurs propriétés comme par exemple leur polarisation. Parmi ces modèles, nous développons ci-dessous, dans le cadre du charmonium  $J/\psi$ , le modèle du singulet de couleur (CSM : *Color Singlet Model*), le modèle d'évaporation de couleur (CEM : *Color Evaporation Model*) et le modèle de l'octet de couleur (COM : *Color Octet Model*). Enfin, nous introduirons brièvement le mécanisme de photo-production de  $J/\psi$ .

### Modèle du singulet de couleur

Le modèle du singulet de couleur (CSM) [90, 91] fut le premier proposé peu après la découverte du  $J/\psi$ . La paire  $c\bar{c}$  est directement formée, par processus durs, avec les nombres quantiques propres des états quarkonia. La paire est ainsi dans un état singulet de couleur. La probabilité  $P$  qu'une paire  $Q\bar{Q}$  évolue en quarkonia est donnée par une fonction d'onde non-relativiste qui fait intervenir des effets non-perturbatifs comme l'émission de gluons. Le CSM permet de formuler les sections efficaces de production de quarkonia par factorisation du terme non-perturbatif  $P$  et de la section efficace de production de la paire  $\sigma_{Q\bar{Q}}$  (calculée par pQCD). Le terme  $P$  peut-être déterminé par ajustement aux données ou par des calculs de lattice QCD. Les prédictions de ce modèle sous-estiment les sections efficaces et ne reproduisent pas leurs dépendances en impulsion transverse [92, 93]. Il semblerait que l'hypothèse du modèle en faveur d'une neutralisation de la couleur dès la formation de la paire ne soit pas satisfaisante et qu'il faille considérer des mécanismes de coalescence pouvant se produire sur des échelles de temps plus grandes.

### Modèle de l'évaporation de couleur

Le modèle de l'évaporation de couleur (CEM), proposé par Fritzsche à la fin des années 1970 [94], décrit la production de quarkonia à travers une approche phénoménologique simple et statistique. Dans ce modèle, les quarks de la paire  $c\bar{c}$  peuvent se combiner avec des quarks légers pour former des saveurs lourdes ouvertes (D) ou bien se lier pour former un charmonium. Dans le cas d'un état octet de couleur, le processus de neutralisation de la couleur est effectué par l'absorption ou l'émission d'un gluon induite par le champ de couleur créé par la collision. La quantité de base de ce modèle est la section efficace de production d'état lié  $c\bar{c}$  totale,  $\sigma_{charmonium}$ , obtenue en intégrant la section efficace de production de la paire  $c\bar{c}$  (pQCD) sur l'intervalle de masse invariante

allant de  $2m_c$  à  $2m_D$ , de la forme :

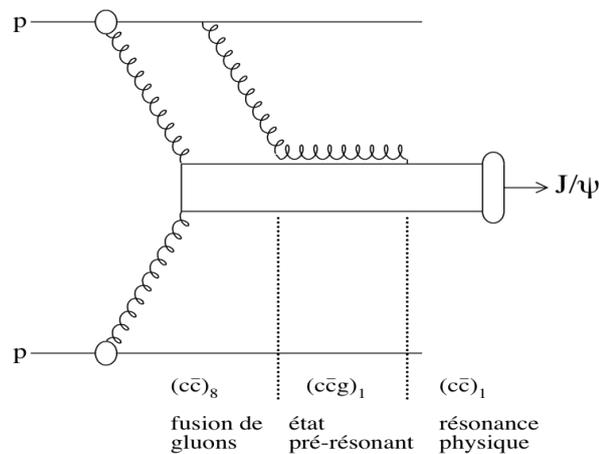
$$\sigma_{\text{charmonium}} \approx \int_{2m_c}^{2m_D} \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm} dm$$

Le concept de base de ce modèle est que la section efficace de production d'un charmonium  $i$  s'exprime comme une fraction de la section efficace de production d'état lié  $c\bar{c}$  totale tel que :  $\sigma_i = f_i \sigma_{\text{charmonium}}$  où  $f_i$  est une constante indépendante de l'énergie, déterminée expérimentalement.

Ainsi, selon ce modèle, la dépendance en énergie de la section efficace de production d'un charmonium est directement liée à celle de la section efficace de production de la paire  $c\bar{c}$  calculée de manière perturbative. Par conséquent, ce modèle prédit que les rapports de production de différents charmonia doivent être constants en fonction de l'énergie :  $\sigma_i/\sigma_j = f_i/f_j = \text{cst}$ . Ce modèle permet de quantifier correctement la production hadronique des quarkonia mesurée expérimentalement pour un large domaine en énergie [95, 96]. Néanmoins, certaines fluctuations dans les rapports ont été observées, remettant en cause l'aspect simpliste du CEM. En effet, ce modèle ne permet pas de distinguer les quarkonia issus d'un état singlet ou octet de couleur. La polarisation du  $J/\psi$  n'est pas accessible car il ne spécifie pas les nombres quantiques de l'état de pré-résonance. Il ne peut prédire les fractions  $f_i$  des sections efficaces de saveurs lourdes ouvertes comme le D. Enfin, le CEM ne décrit pas l'évolution spatio-temporelle de la neutralisation de couleur, pourtant essentielle dans les collisions p-A et A-A.

### Modèle de l'octet de couleur

Le modèle de l'octet de couleur (COM) [97–99] a été développé à partir de la QCD non-relativiste (NRQCD) [100, 101]. Il permet de décrire le mécanisme de neutralisation de la couleur d'un état octet de couleur en prenant en compte

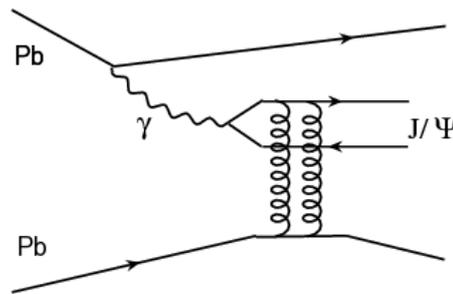


**FIGURE 1.22** – Mécanisme de formation d'un  $J/\psi$  suivant le modèle de l'octet de couleur.

la cinétique des quarks. La formation d'un  $J/\psi$  peut se diviser en trois phases comme illustrée sur la figure 1.22. Tout d'abord, un état octet de couleur noté  $(c\bar{c})_8$  est créé. Il évolue durant un temps  $\tau_{c\bar{c}} = m_c/2 \approx 0,05 \text{ fm}/c$ , jusqu'à se combiner avec un gluon mou colinéaire formant un état singulet de couleur dit de pré-résonance  $(c\bar{c}g)_1$ . Après un temps de relaxation (de l'ordre de  $0,2 \text{ fm}/c$ ) le gluon est absorbé pour former un état singulet de couleur  $(c\bar{c})_1$  correspondant à un  $J/\psi$ . Ce modèle rencontre des difficultés si le gluon colinéaire est traité de manière perturbative, néanmoins il apporte des concepts de base sur l'évolution du processus de formation des quarkonia.

## Photo-production

Un mécanisme de formation des quarkonia autre que ceux présentés ci-dessus à partir des diagrammes de la figure 1.21 concerne la photo-production. Lorsqu'un noyau tel que le plomb est accéléré à des vitesses ultra-relativistes, toutes les charges électriques qu'il contient peuvent interagir de manière cohérente et devenir une source de photons quasi-réels [102]. Le processus de photo-production de  $J/\psi$  à l'ordre dominant se caractérise par l'interaction d'un photon quasi-réel issu d'un noyau avec les gluons (champs de couleur) du second noyau comme illustré sur la figure 1.23. Ce processus peut être soit cohérent, lorsque le photon se couple de façon cohérente à l'ensemble des nucléons du second noyau, ou incohérent, lorsque le photon ne se couple qu'avec un seul de ces nucléons. La photo-production est sensible à la densité de gluons des noyaux. Dans les collisions ultra-périphériques<sup>29</sup> (UPC) A-A [103], la mesure de la production de  $J/\psi$  via ce processus est très intéressante puisqu'elle permet de contraindre les PDF [104].



**FIGURE 1.23** – Diagramme de feynman dominant pour le mécanisme de photo-production du  $J/\psi$ .

Actuellement, les modèles permettant d'estimer des sections efficaces de photo-production de  $J/\psi$  sont nombreux mais ils ne sont applicables que dans le cadre  $b > 2R$  afin d'éviter les interactions fortes [105, 106]. Ils décrivent le flux de photons comme étant proportionnel à  $Z^2$  (plus le noyau est lourd plus le flux est important) et à l'inverse du paramètre d'impact au carré. Une particularité de ce mécanisme est la très faible impulsion transverse des  $J/\psi$

<sup>29</sup>. Il s'agit de collisions non hadroniques. Les UPC sont définies telle que le paramètre d'impact  $b$  soit supérieur à deux fois le rayon du noyau ( $b > 2R$ ).

produits de manière cohérente (incohérente) :  $\langle p_T \rangle \approx 60$  (440) MeV. La section efficace de photo-production du  $J/\psi$  est très faible devant celle de la production hadronique, néanmoins il est envisagé qu'à l'énergie du LHC, avec des noyaux de plomb, les deux contributions soient du même ordre de grandeur pour les collisions les plus périphériques (Cf. 7.7, p.193).

### 1.5.2 Le $J/\psi$ dans les collisions d'ions lourds

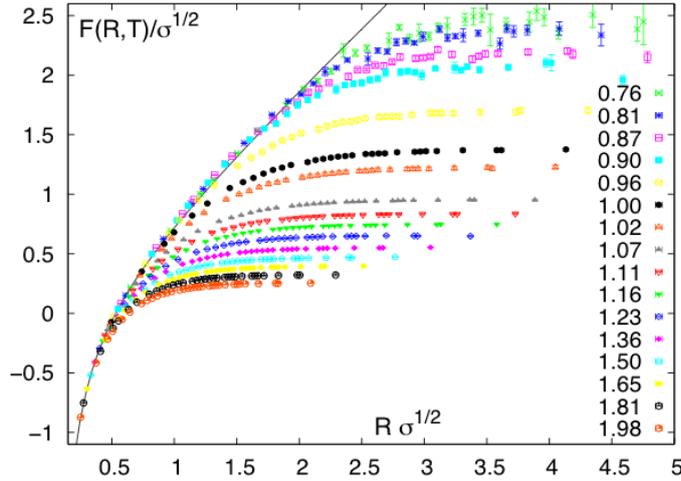
Les quarkonia sont formés dans les premiers instants de la collision. Bien que leurs mécanismes de production ne soient pas pleinement compris, notamment au niveau de la description des processus de coalescence et du temps de relaxation de l'état de pré-résonance (COM), ces états liés sont amenés à interagir avec le PQG en le traversant. C'est cette caractéristique qui fait des quarkonia de bons candidats pour sonder le PQG. L'étude des charmonia, et en particulier du  $J/\psi$ , est d'autant plus intéressante car ces derniers sont produits en grande quantité dans les collisions de haute énergie comparé aux bottomonia<sup>30</sup> ( $m_c < m_b$ ).

Nous allons introduire dans cette section les différents phénomènes possibles de réduction et d'augmentation de la production de  $J/\psi$  dans les collisions d'ions lourds par rapport au collisions p-p, avec ou sans formation de PQG, afin d'avoir une vue d'ensemble du système étudié. Une revue de ces phénomènes et des résultats expérimentaux est disponible dans [107–109]. Nous commencerons par décrire les effets nucléaires *chauds* associés au milieu PQG à travers la suppression séquentielle par écrantage de couleur, la (re)combinaison et la suppression par les co-voyageurs. Ensuite, nous présenterons les effets nucléaires *froids* liés aux conditions initiales de la collision tels que le *shadowing*, l'absorption nucléaire et l'effet Cronin. Nous discuterons des conséquences de ces mécanismes sur les observables du  $J/\psi$ .

#### Suppression séquentielle par écrantage de couleur

L'aventure du  $J/\psi$  comme sonde du PQG commence en 1986 par le fameux article de Matzui et Satz intitulé " *$J/\psi$  Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation*" [110]. Les deux auteurs y prédisent une suppression de la production de  $J/\psi$  par écrantage de couleur au sein d'un milieu déconfiné. En effet, dans un PQG ( $T > T_c$ ), la portée de l'interaction forte qui lie les quarks  $c$  et  $\bar{c}$  est limitée par la présence des charges de couleur environnantes portées par les quarks et les gluons du milieu. Le rayon de Debye,  $r_D$ , qui caractérise cette distance, est inversement proportionnel à la densité de charges de couleur. Ainsi, plus la température du PQG augmente, plus le rayon  $r_D$  diminue et donc plus la portée de l'interaction entre les quarks d'une résonance  $Q\bar{Q}$  devient faible. C'est ce que nous observons sur la figure 1.24 qui représente l'énergie libre d'une paire  $Q\bar{Q}$  dans un état singulet de couleur,  $F(R, T)$ , en fonction du rayon  $R$  de la paire pour différentes températures. Ces résultats ont été obtenus à l'aide de calculs de QCD sur réseau avec deux saveurs de quarks légers. La courbe noire pleine correspond à la valeur asymptotique de l'énergie libre  $F(\infty, T)$  nécessaire à la séparation de la paire.

30. Quarkonia de type  $b\bar{b}$ .



**FIGURE 1.24** – Énergie libre  $F(R, T)$  d'un singlet de couleur  $Q\bar{Q}$  en fonction du rayon  $R$  pour différentes températures  $T$  [111, 112].

À partir d'une certaine température, le rayon de Debye devient plus faible que celui de la résonance considérée impliquant la dissociation de l'état lié. Nous parlons alors de température de dissociation notée  $T_d$ . Les quarks  $c$  et  $\bar{c}$  résultant de ce processus évoluent ensuite librement lors de l'expansion et du refroidissement du système. La distance qui les sépare devient supérieure à la dimension typique des hadrons. Lorsque le potentiel de confinement réapparaît (hadronisation), ces quarks vont former préférentiellement des saveurs lourdes ouvertes en se liant avec les quarks légers  $u$ ,  $d$  et  $s$  qui sont présents en plus grande quantité. Ceci conduit donc à une diminution du nombre de quarkonia comparé à un système sans formation de PQG.

Il est possible de déterminer de manière quantitative les températures de dissociation à travers la résolution de l'équation Schrödinger dans laquelle intervient le potentiel inter-quark  $V(R, T)$ . Dans le cas d'une paire  $Q\bar{Q}$  statique, ce potentiel est égal à l'énergie interne du système qui peut elle même être dérivée de l'énergie libre obtenue par des calculs de lQCD à température finie<sup>31</sup>. En effet, du point de vue thermodynamique, nous pouvons décomposer l'énergie libre en une énergie interne  $U$  et l'entropie  $S$  du système tel que :

$$F = U - TS$$

avec  $U = -T^2 \left( \frac{\partial [F/T]}{\partial T} \right)$  et  $S = - \left( \frac{\partial F}{\partial T} \right)$

Puisque l'énergie interne correspond à la valeur attendue de l'hamiltonien d'un système avec une paire  $Q\bar{Q}$ , moins celle d'un système sans ce type de paire, il s'agit donc de la quantité représentative du potentiel de liaison inter-quarks. Ainsi, nous avons :

$$U(R, T) = P^2/m + V(R, T)$$

31. Une première estimation des températures de dissociation, avant que les résultats de lQCD ne soient disponibles, donnait des valeurs plus faibles à travers le modèle du potentiel de Schwinger [107].

où le premier terme correspond à l'énergie cinétique. Puisque les calculs IQCD de  $F(R, T)$  ont été réalisés pour une paire  $Q\bar{Q}$  statique, le potentiel inter-quarks est alors égal à l'énergie interne du système :  $V(R, T) = U(R, T)$ . Les températures de dissociation des différentes résonances de la famille des charmonia sont alors obtenues en résolvant l'équation de Schrödinger suivante :

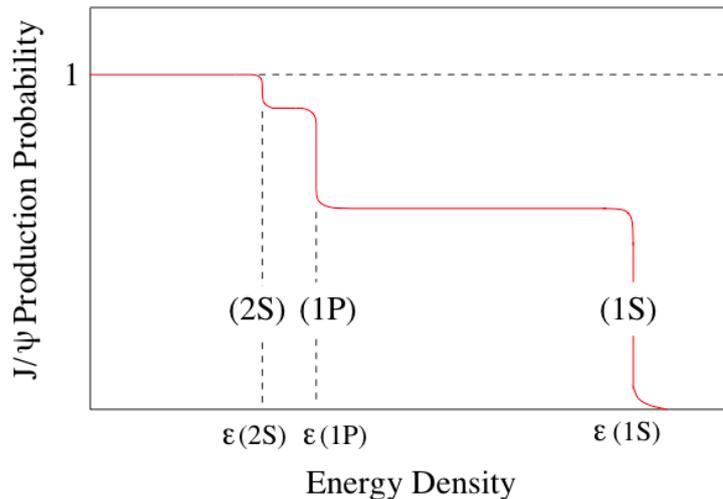
$$\left\{ 2m_c - \frac{\nabla^2}{m_c} + U(R, T) \right\} \Phi_i(R, T) = M_i(T) \Phi_i(R, T)$$

Les valeurs correspondantes sont résumées dans le tableau 1.3, ainsi que celles des bottomonia. On observe naturellement que plus une résonance possède un rayon élevé, plus sa température de dissociation est faible. Notons qu'aujourd'hui encore, l'estimation de ces températures de dissociation n'est pas pleinement satisfaisante à travers l'approche théorique du potentiel inter-quarks [107]. Une alternative consiste en une approche directe à l'aide de la IQCD discutés dans [113]. Les résultats préliminaires annoncent des températures de dissociation plus faibles comme par exemple pour le  $J/\psi$  où  $T_d/T_c = 1,5$ .

**TABLE 1.3** – Températures de dissociation des quarkonia extraites de [87].

État	$J/\psi(1S)$	$\chi_c(1P)$	$\psi(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon(2S)$	$\chi_b(2P)$	$\Upsilon(3S)$
$T_d/T_c$	2,10	1,16	1,12	>4,0	1,76	1,60	1,19	1,17

Suite à la détermination du spectre des charmonia et de leurs températures de dissociation respectives dans un milieu chaud et dense (PQG), il apparaît clairement que si un tel milieu est créé lors de collisions d'ions lourds alors les probabilités de survie des différents charmonia dépendront de la température atteinte par le milieu. Le cas particulier du  $J/\psi$  est très intéressant car cette résonance possède une production indirecte qui provient à hauteur de



**FIGURE 1.25** – Illustration de la suppression séquentielle du  $J/\psi$  par écrantage de couleur dans un milieu chaud et dense (PQG) [87].

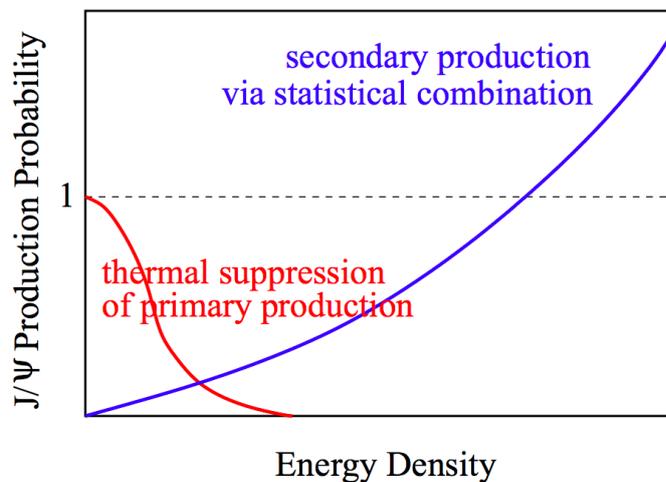
1  $\sim 30\%$  du  $\chi_c$  et de  $\sim 10\%$  du  $\psi(2S)$ . Puisque ces deux résonances ont des températures de dissociation différentes et plus faibles que celle du  $J/\psi$ , alors la probabilité de survie du  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie ou de la température devrait avoir un comportement de suppression séquentielle [114]. Une illustration est donnée sur la figure 1.25. Ainsi, en fonction du taux de suppression observé, il est possible de remonter à la température atteinte par le système. Cependant, cette conclusion n'est valable que si la production de charmonia se limite aux mécanismes liés à la production primaire, c'est-à-dire distincts du PQG.

### Augmentation par (re)combinaison

Lors de la phase d'hadronisation qui survient suite à l'expansion d'un PQG, un mécanisme de production incohérente peut conduire à une augmentation du taux de production des quarkonia. Il s'agit d'un mécanisme dit de (re)combinaison entre quarks lourds décorrélés présents dans le milieu [115]. Ces quarks proviennent des paires issues de processus durs initiaux. Nous nous attendons donc à ce que cette production secondaire soit proportionnelle à  $N_{c\bar{c}}^2$ . Ainsi, nous pouvons exprimer de manière statistique le nombre de  $J/\psi$  (re)combinés en fonction des observables nucléaires de la collision tel que [116] :

$$N_{J/\psi} \propto \frac{N_{c\bar{c}}^2}{N_{ch}}$$

où  $N_{c\bar{c}}$  représente le nombre de paires  $c\bar{c}$  produites, proportionnel au nombre de collisions binaires  $N_{coll}$ , et  $N_{ch}$  correspond au nombre de hadrons légers (quarks légers), proportionnel au nombre de participants  $N_{part}$ . Le nombre de  $J/\psi$  (re)combinés dépend donc de l'énergie (centralité) et augmente plus vite (quadratiquement) que le nombre de  $J/\psi$  produits dans les processus durs initiaux (production primaire).



**FIGURE 1.26** – Vue schématique de l'évolution des productions primaire et secondaire de  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie du PQG [117].

Cette nouvelle contribution pourrait être dominante à très haute énergie comme illustré sur la figure 1.26. Cela implique que le rapport  $N_{J/\psi}/N_D$  augmenterait avec l'énergie contrairement à la diminution prédite par l'écrantage de couleur. Ceci va à l'encontre de l'argumentation de Matzui et Satz et ne permettrait donc plus d'envisager la sonde  $J/\psi$  comme un thermomètre. Deux principales approches permettent de décrire cette production secondaire : le modèle de l'hadronisation statistique et le modèle cinétique (Cf. 1.5.3, p.54). Notons qu'un mécanisme de (re)combinaison de  $J/\psi$  peut également être envisagé sans formation d'un PQG, comme c'est le cas dans le modèle des co-voyageurs [118].

A l'énergie du LHC, des calculs de pQCD prédisent la formation de plusieurs centaines de paires  $c\bar{c}$  par collision Pb-Pb centrale [119]. C'est un ordre de grandeur au-dessus de la production estimée au RHIC [120] pour lequel un faible taux de (re)combinaison est attendu. Bien que le volume du PQG soit plus important au LHC qu'au RHIC, cela peut conduire à une contribution importante du mécanisme de (re)combinaison au LHC, voire dominante. Deux prédictions liées aux observables cinématiques du  $J/\psi$  permettent de caractériser cette production :

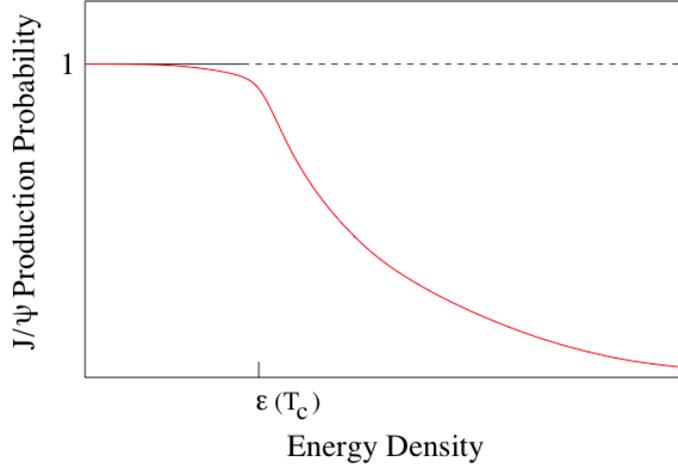
- rapidité : puisque la production de paires  $c\bar{c}$  issues de processus durs est sensée être plus importante dans la région de rapidité centrale, alors la contribution du mécanisme de (re)combinaison devrait également être plus importante dans cette région comparée aux rapidités élevées.
- $p_T$  : il est attendu que les  $J/\psi$  (re)combinés possèdent de faibles impulsions transverses ( $<4$  GeV/c au LHC) dû à l'interaction des quarks  $c$  avec le milieu (perte d'énergie par radiation et collision, thermalisation [121, 122]).

### Interactions des co-voyageurs

Lors d'une collision d'ions lourds, les quarkonia issus de processus durs comme les  $J/\psi$  peuvent être dissociés à travers des interactions avec les constituants du milieu appelés co-voyageurs [123–127]. Dans un milieu hadronique, ce mécanisme de collisions inélastiques avec les hadrons conduit à la formation de charme ouvert tel que  $c\bar{c} + h \rightarrow D + D + X$ . En principe, ces interactions peuvent également se produire dans un milieu déconfiné comme un PQG [128] où la grande densité de gluons conduit à des effets plus importants. Il est possible d'exprimer la probabilité de survie,  $S_{co}$ , d'un état charmonium se déplaçant dans un milieu et subissant des interactions aléatoires comme :

$$S_{co} = \exp \left\{ -\sigma_{co} n \tau_0 \ln \left( \frac{n}{n_f} \right) \right\}$$

avec  $\sigma_{co}$  la section efficace de dissociation avec les co-voyageurs,  $n$  la densité initiale du milieu formé après un temps  $\tau_0$  et  $n_f$  la densité du milieu au moment du *freeze-out*.



**FIGURE 1.27** – Illustration de la suppression du  $J/\psi$  par interactions avec les co-voyageurs dans un milieu partonique dense [87].

Plus le nombre de co-voyageurs est important (densité d'énergie élevée), plus le phénomène de suppression de l'état considéré est grand. Une illustration est donnée sur la figure 1.27 où nous observons la diminution progressive (continue) de la probabilité de production du  $J/\psi$  comparée à la suppression séquentielle de la figure 1.25. Ce mécanisme, sans formation d'un état déconfiné (partonique), c'est à dire dans un milieu purement hadronique, fut proposé pour expliquer la suppression des quarkonia et l'augmentation de l'étrangeté au SPS [124, 125]. Cependant des études ont conclu qu'il ne permettait pas de décrire les données [129].

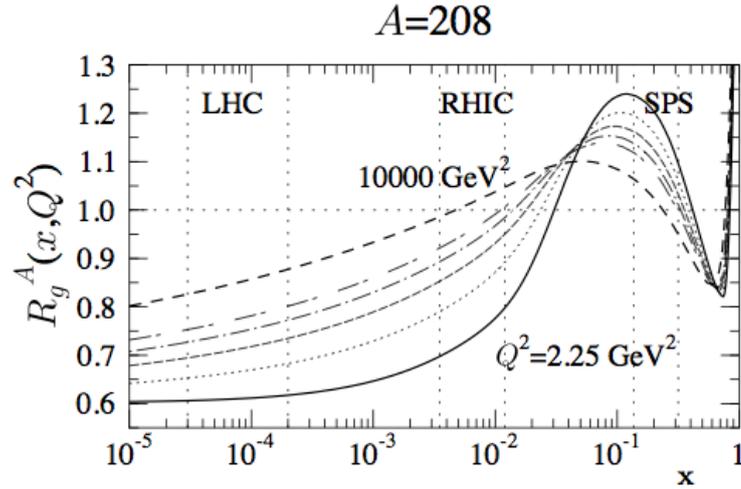
## Shadowing

Lors de collisions d'ions lourds, il est indispensable de prendre en considération les effets nucléaires froids. Dans ce contexte et en particulier concernant l'étude des quarkonia, les conditions initiales (Cf. 1.3.1, p.31), caractérisées par les PDF, sont essentielles car elles influent directement sur les sections efficaces de production de paires  $Q\bar{Q}$ . Une paramétrisation empirique à partir des données est réalisée à travers le facteur de modification nucléaire,  $R_i^A(x, Q^2)$ , défini par le rapport :

$$R_i^A(x, Q^2) = \frac{f_i^A(x, Q^2)}{A f_i^N(x, Q^2)}$$

où  $f_i^A$  représente la PDF de saveur partonique  $i$  (gluon, quarks de valences ou de la mer) dans le noyau considéré et  $f_i^N$  la PDF dans un nucléon. Ce rapport permet d'estimer la modification des PDF selon laquelle un noyau ne serait qu'une simple superposition de nucléons sans interférence ( $A f_i^N$ ).

La figure 1.28 représente la paramétrisation EKS98 du facteur de modification nucléaire des gluons,  $R_g^A$ , en fonction de  $x$  dans le cas d'un noyau de Pb, pour différentes échelles d'énergie ( $Q^2$ ), obtenue en suivant une évolution



**FIGURE 1.28** – Distribution du facteur de modification nucléaire des gluons,  $R_g^A$  en fonction de  $x$  pour des échelles d'énergie  $Q^2$  ( $2, 25-5, 39-14, 7-39, 9-108-10000 \text{ GeV}^2$ ) [130].

de type DGLAP [130, 131]. Plusieurs paramétrisations basées sur des modèles théoriques différents sont disponibles comme : EKS98, nDSg [132], EPS08 [133] et EPS09 [134]. La distribution du  $R_i^A$  en fonction de  $x$  présente quatre régimes distincts. Il s'agit d'un effet de *shadowing* lorsque  $R_i^A < 1$  à petits  $x$  ( $\lesssim 0, 1$ ) et d'*anti-shadowing* lorsque  $R_i^A > 1$  ( $0, 1 \lesssim x \lesssim 0, 3$ ). Pour de plus grands  $x$  ( $0, 3 \lesssim x \lesssim 0, 8$ ), lorsque  $R_i^A < 1$ , il s'agit de la région dite EMC (European Muon Collaboration). Enfin la région où  $R_g^A$  diverge est celle du mouvement de Fermi. Pour plus de détails, une revue est disponible dans [38].

Les régions en  $x$  accessibles aux expériences SPS, RHIC et LHC selon leurs énergies sont indiquées sur la figure par des bandes en pointillés. Nous remarquons que le LHC se trouve dans la région où un effet important de *shadowing* est prédit [135, 136] comparé au faible effet attendu au RHIC. Cela implique une suppression des quarkonia comme le  $J/\psi$ . Le domaine en  $x$  accessible au SPS se trouve dans une région d'*anti-shadowing* ce qui se traduit par une augmentation de la production attendue des quarkonia. Les effets du *shadowing* peuvent être étudiés en collisions p-A, où nous n'attendons pas d'effets nucléaires chauds, pour contraindre les prédictions des modèles en collisions A-A.

### Absorption nucléaire

Un effet d'absorption nucléaire est également attendu lors de collisions mettant en jeu des ions lourds (p-A, A-A) [137]. Après formation d'une paire  $c\bar{c}$ , l'état de pré-résonance ou de résonance est susceptible d'interagir avec les autres nucléons des noyaux en interaction et de se dissocier. Cela conduit à une diminution de la section efficace de production du  $J/\psi$  à travers une suppression dite *normale*. La probabilité de survie,  $S_{abs}$ , d'un état pré-résonnant qui interagit de manière incohérente avec les nucléons d'un noyau A en le

traversant s'exprime [138] :

$$S_{abs} = \exp[-\rho_A \sigma_{abs} L]$$

où  $\rho_A$  représente la densité nucléaire,  $L$  la longueur moyenne de matière nucléaire traversée et  $\sigma_{abs}$  la section efficace effective d'absorption. Des effets de cohérence entre interactions sur plusieurs nucléons peuvent conduire à une diminution de  $\sigma_{abs}$  et introduit la notion de temps de cohérence  $L_c$  [139, 140]. Notons que si durant la traversée de la matière nucléaire les résonances sont physiques (états liés) alors les états comme le  $c\bar{c}$  ( $\psi(2S), \chi_c$ ) devraient posséder une plus grande section efficace d'absorption que le  $J/\psi$ .

La section efficace effective  $\sigma_{abs}$  peut-être obtenue en comparant les données expérimentales issues de collisions p-A à différentes énergies, pour différents noyaux employés, en fonction des variables cinématiques ( $p_T, y$ ). Des extrapolations sont alors possibles pour les collisions A-A à l'aide, par exemple, du formalisme du modèle de Glauber [141]. Des études sur les effets nucléaires froids observés dans les données du SPS et du RHIC [142–144] montrent une dépendance en énergie de  $\sigma_{abs}$  pour le  $J/\psi$ . A faible énergie, la distance de cohérence est faible. Les interactions peuvent être ordonnées, conduisant à une absorption nucléaire importante. A haute énergie, la distance de cohérence est élevée. Le système  $c\bar{c}$  interagit alors avec le noyau dans son ensemble, ce qui conduit à une faible absorption nucléaire. A l'énergie du LHC, la section efficace  $\sigma_{abs}$  du  $J/\psi$  pourrait être négligeable voire nulle.

## Effet Cronin

Lorsque les partons initiateurs des processus durs traversent la matière nucléaire, ils subissent des diffusions multiples qui modifient leurs trajectoires [145–148]. A chaque collision élastique du type  $g$ -N, les partons acquièrent de l'impulsion transverse  $p_T$ . Ainsi, une modification (élargissement) de la distribution en  $p_T$  des  $J/\psi$  produits lors de collisions p-A et A-A est attendue par rapport aux collisions p-p. Une conséquence est l'augmentation de la valeur moyenne de l'impulsion transverse des  $J/\psi$ ,  $\langle p_T \rangle$ , et de son moment d'ordre 2 (dispersion),  $\langle p_T^2 \rangle$ . Il s'agit de l'effet Cronin. En collisions A-A, cet effet est supposé augmenter avec la centralité. Notons que ce comportement est opposé à celui attendu en cas de (re)combinaison des  $J/\psi$ .

### 1.5.3 Les modèles théoriques

Plusieurs modèles tentent de décrire la production des quarkonia dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes en implémentant certains des phénomènes possibles exposés ci-dessus. Nous allons nous intéresser ici à trois types de modèles qui disposent de prédictions théoriques sur la production de  $J/\psi$  au LHC. Ces prédictions seront comparées aux mesures du facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  et de l'impulsion transverse moyenne du  $J/\psi$  présentés dans ce manuscrit (Cf. 7, p.159 et 8, p.197 respectivement). Les approches de ces modèles et les phénomènes mis en jeu diffèrent. Néanmoins tous s'accordent sur la formation d'une phase partonique déconfinée.

### Modèle d'hadronisation statistique

Le modèle d'hadronisation statistique, comme son nom l'indique, est basé sur une description statistique de la production de hadrons lors de la transition de phase entre plasma de quarks et de gluons et matière hadronique [149, 150]. Cela implique que le système ait atteint un équilibre thermique et chimique au moment du *freeze-out*. Ce modèle permet de décrire les rapports de hadrons produits dans les collisions d'ions lourds. Depuis sa création, des développements ont été effectués pour prendre en compte les quarks charmés [151, 152] et des résultats récents sont présentés dans [153–155]. Deux revues sont disponibles dans [156, 157].

Le modèle statistique est basé sur l'ensemble grand canonique qui permet de définir la fonction de partition et la densité de particule de type  $i$  dans une boule de feu équilibrée [150, 158]. Ce modèle suppose que tous les quarks charmés proviennent de processus durs primaires et qu'ils atteignent un équilibre thermique à travers une phase de PQG décrite comme un *bain* de quarks non liés. En particulier, aucun  $J/\psi$  n'est préformé durant cette étape de PQG ce qui peut s'interpréter comme une complète dissociation par écrantage de couleur. L'hadronisation des quarks lourds est modélisée à travers des fonctions de pondération thermiques. Les paramètres libres du modèle correspondent à la température, au potentiel chimique baryonique et au volume du système qui sont déterminés par ajustement aux données, et à la section efficace de production de paires  $c\bar{c}$  en collisions p-p qui est soit extraite des données soit estimée à l'aide de calculs de pQCD.

### Modèle de transport

Les modèles de transport [159] permettent de décrire l'évolution du système formé lors de collisions d'ions lourds de manière dynamique. Ces modèles prennent en compte que, de part leur masse élevée, tous les  $J/\psi$  puissent ne pas être thermalisés en traversant le PQG. Leur distribution dans l'espace des phases est alors régie par une équation de transport de type Boltzmann. Ces modèles incluent une production initiale de  $J/\psi$  et des effets de suppression et de (re)combinaison dans le milieu déconfiné ( $g + \psi \rightleftharpoons c + \bar{c} + X$ ). Ils prennent en considération les effets nucléaires froids comme le *shadowing*, l'absorption nucléaire et l'effet Cronin. De plus, ils considèrent également un effet de *fuite* des  $J/\psi$  de haut  $p_T$ . L'évolution du PQG est caractérisée à travers des modèles hydrodynamiques.

Deux modèles permettent de décrire, dans son ensemble, l'évolution thermique de la distribution de  $J/\psi$  dans les collisions A-A en fonction du temps à travers une équation de transport. D'une part, le modèle de Liu et al. décrit en détail dans [160–163] et d'autre part le modèle de Zhao et al. dont les développements sont disponibles dans [164–167]. Ils diffèrent principalement au niveau des taux relatifs de  $J/\psi$  provenant de la production directe et de la (re)combinaison.

### Modèle des co-voyageurs

Récemment le modèle des co-voyageurs a été revisité [118, 168] et permet de décrire la production de charmonia dans les collisions A-A à l'énergie du LHC. Ce modèle ne considère pas nécessairement la formation d'un PQG et suppose que les  $J/\psi$  ne sont pas thermalisés. Les effets nucléaires froids de *shadowing* et d'absorption nucléaire sont pris en compte. Le phénomène de dissociation des  $J/\psi$  est décrit via le mécanisme d'interaction avec les co-voyageurs (Cf. 1.5.2, p.51). Ce mécanisme a lieu essentiellement dans les premiers instants de la collision dans un milieu partonique dense. Le processus de (re)combinaison est incorporé à travers l'ajout d'un terme de gain proportionnel au carré de la densité de charme ouvert produit dans la collision. La section efficace effective de (re)combinaison est choisie égale à la section efficace effective de dissociation.

### 1.5.4 Du SPS au LHC

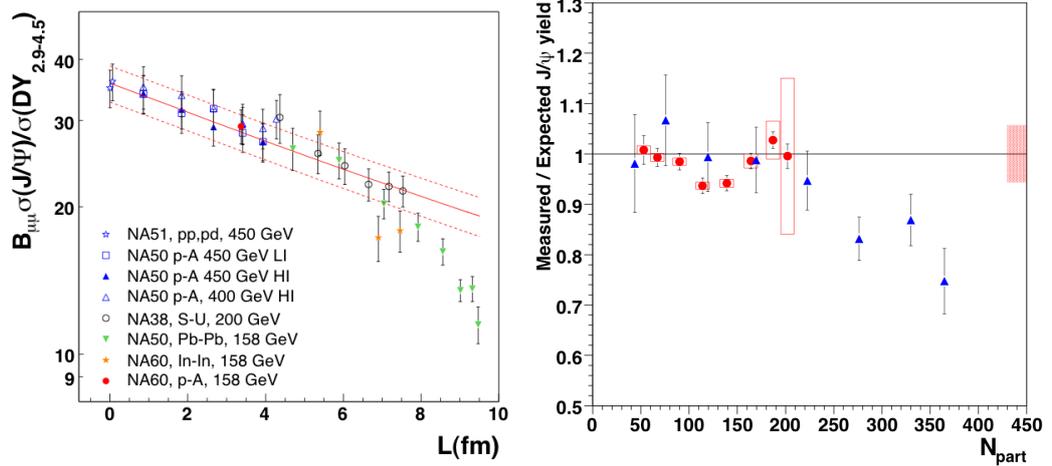
Durant les 25 dernières années, les expériences de collisions d'ions lourds situées auprès des accélérateurs SPS, RHIC et LHC ont permis de mesurer de nombreuses observables dans une large gamme en énergie dont la production de quarkonia et en particulier du  $J/\psi$ . La formation d'un PQG est attendue au SPS avec une faible température, proche du point critique  $T_c$ , tandis qu'au RHIC puis au LHC, la durée de vie prédite d'un milieu déconfiné dense et chaud ne cesse d'augmenter. Des revues des résultats sont disponibles dans [107–109, 169–171]. Nous présentons dans cette section les résultats majeurs concernant le  $J/\psi$ .

#### SPS

Plusieurs expériences ont permis de collecter des données aux énergies du SPS comme NA38, NA50, NA60 et NA51. Différents systèmes d'ions ont été étudiés à l'aide de cibles fixes tel que p-p, p-d, p-A (avec par exemple Be, Al, Cu, Ag, W, Pb), In-In, S-U et Pb-Pb. Les effets nucléaires froids tels que l'absorption nucléaire et plus récemment l'*anti-shadowing* ont été abondamment étudiés à travers les nombreuses mesures réalisées en collisions p-A. A l'énergie du SPS, une indication de la formation d'un PQG est donnée par les mesures effectuées en collisions Pb-Pb centrales à une énergie de faisceau de 158 A.GeV, soit une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV. Une diminution de la production de  $J/\psi$  est en effet observée au delà des effets nucléaires froids attendus. Nous parlons alors de suppression anormale.

Les graphiques de la figure 1.29 correspondent aux mesures qui illustrent ce phénomène. Il s'agit, à gauche, du rapport de la production de  $J/\psi$  sur la production de référence Drell-Yan<sup>32</sup> en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée,  $L$ . Les résultats sont renormalisés à une énergie de faisceau de 158 A.GeV [172]. La distance  $L$ , effective, est extraite d'un modèle de Glauber et caractérise la centralité de la collision. Nous constatons que lorsque  $L$  est grand une déviation est observée en collisions Pb-Pb centrales (NA50) par rapport à une extrapolation des effets nucléaires froids ajustés sur les données

32. La production Drell-Yan correspond aux processus du type  $q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .



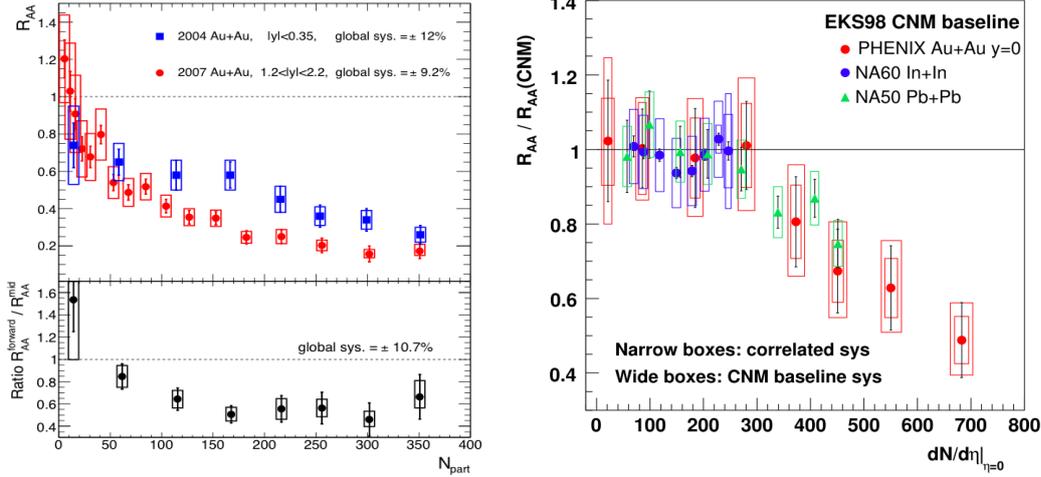
**FIGURE 1.29** – Résumé des mesures de la production de  $J/\psi$  au SPS ramenées à une énergie de faisceau de 158 A.GeV en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée pour différents systèmes [172] (gauche). Taux de production du  $J/\psi$  mesuré dans les collisions In-In (cercles) et Pb-Pb (triangles) à une énergie de faisceau de 158 A.GeV par rapport au taux de production attendu en prenant en compte les effets nucléaires froids [173] (droite).

p-A. Ce comportement est également visible sur le graphique de droite comparant la production de  $J/\psi$  mesurée en collisions In-In et Pb-Pb [173] à la même énergie par rapport à celle attendue en prenant en compte les effets nucléaires froids d'absorption et d'*anti-shadowing*. Le rapport du nombre de  $J/\psi$  mesurés sur celui attendu est proche de l'unité pour le système In-In (cercles) alors qu'une chute apparaît au delà de 200 participants pour le système Pb-Pb (triangles).

## RHIC

C'est avec les données du RHIC, à une énergie 10 fois supérieure à celle du SPS, qu'une suppression claire du  $J/\psi$  fut mise en évidence. Les prédictions théoriques y annoncent la formation d'un PQG et la formation de dizaines de paires de quarks  $c\bar{c}$ . Là aussi, plusieurs systèmes ont été étudiés p-p, d-Au, Cu-Cu, Au-Au, U-U et Cu-Au. L'un des intérêts du RHIC est sa large gamme en énergie disponible par paire de nucléons dans le centre de masse, allant 7,7 à 200 GeV pour les collisions Au-Au. Des expériences y collectent encore des données pour augmenter la statistique et améliorer la précision des mesures.

L'expérience PHENIX a particulièrement étudié la production de  $J/\psi$  à la fois en rapidité centrale (canal diélectron) et vers l'avant (canal dimuon). Sur la figure 1.30, le graphique de gauche représente le facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ ,  $R_{AA}$  (Cf. 7, p.159), mesuré dans les collisions Au-Au avec l'expérience PHENIX à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [174] dans ces deux domaines en rapidité. Nous remarquons une plus faible suppression dans la région de rapidité centrale. Une comparaison est effectuée avec les résultats du SPS sur le graphique de droite en fonction du nombre de particules chargées par unité de pseudo-rapacité. Les effets nucléaires froids ont été estimés



**FIGURE 1.30** – Facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  mesuré dans les collisions Au-Au avec PHENIX dans deux domaines de rapidité en fonction du nombre moyen de nucléons participants [174] (gauche). Facteurs de modification nucléaire du  $J/\psi$  corrigés des effets nucléaires froids aux énergies du SPS et de RHIC en fonction du nombre de particules chargées par unité de pseudo-rapacité [109] (droite).

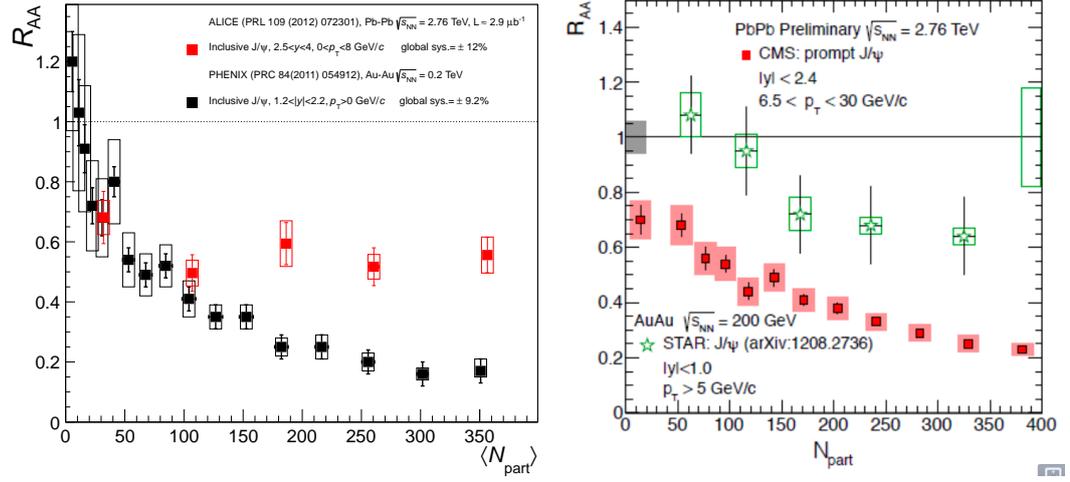
et utilisés comme référence pour normaliser les résultats. Bien que les énergies soient différentes, la suppression observée du  $J/\psi$  semble suivre la même tendance [109].

## LHC

Au LHC, l'énergie dans le centre de masse par paire de nucléons est de  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV dans les collisions Pb-Pb. À cette valeur d'énergie, le système formé atteint une température bien supérieure à  $T_c$ . La formation d'un milieu PQG est attendue avec une durée de vie de plusieurs fm/c. De plus, une formation importante de quarks charmés est également attendue. Les premiers résultats du  $J/\psi$  publiés par ALICE à partir des données Pb-Pb collectées en 2010 sont présentés sur le graphique de gauche de la figure 1.31. Il s'agit du  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  en fonction du nombre moyen de nucléons participants à la collision mesuré dans la région de rapidité  $2,5 < y < 4$  [175]. Nous observons clairement un  $R_{AA}$  plus élevé que celui mesuré par PHENIX à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV dans la région  $1,2 < |y| < 2,2$  et sensiblement indépendant de la centralité de la collision au delà de  $\sim 70$  participants.

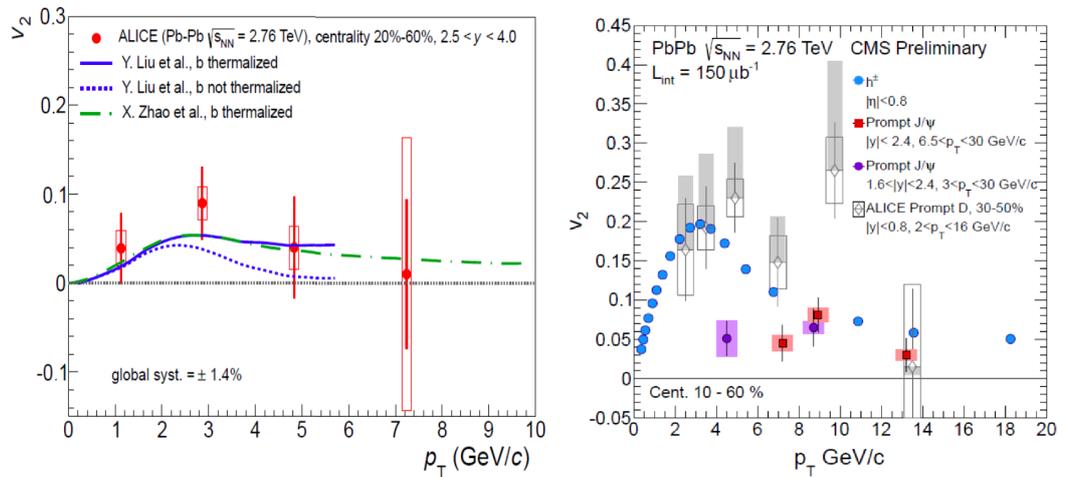
Le graphique de droite de la figure 1.31 représente le  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  de haute impulsion transverse en fonction de la centralité mesuré par CMS à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV à rapidité centrale ( $|y| < 2,4$ ) [176] comparé à celui mesuré par STAR à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV également à rapidité centrale ( $|y| < 1$ ) [179]. Nous observons une diminution plus importante du  $R_{AA}$  mesuré par CMS comparé aux résultats de STAR. La petite différence induite par le fait que le premier mesure les  $J/\psi$  prompt<sup>33</sup> tandis que le second mesure des  $J/\psi$  inclusifs n'affecte pas cette conclusion.

33. Les  $J/\psi$  prompts sont constitués des  $J/\psi$  directs et issus de la décroissance du  $\psi(2S)$  et du  $\chi_c$ .



**FIGURE 1.31** – Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  mesuré dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV avec ALICE [175] comparé à celui obtenu en collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV avec PHENIX (gauche). Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire des  $J/\psi$  prompts mesurés dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV avec CMS [176] comparé à celui des  $J/\psi$  inclusifs obtenu avec STAR en collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (droite).

Une autre observable très intéressante est le flot elliptique,  $\nu_2$ , du  $J/\psi$ . En fonction de la thermalisation des  $J/\psi$  dans le milieu, un effet collectif pourrait apparaître. Récemment, ALICE et CMS ont mesuré des valeurs de flot non nulles pour le  $J/\psi$  en collision Pb-Pb. Ces résultats sont représentés en fonction de l'impulsion transverse sur les graphiques de la figure 1.32. A gauche, il s'agit du  $\nu_2$  mesuré par ALICE [177]. Les prédictions issues des mêmes modèles de transport que ceux utilisés pour reproduire le  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  sont en accord avec les données dans les incertitudes. A droite, les résultats du  $\nu_2$  de CMS pour les  $J/\psi$  prompts [178] sont représentés aux côtés du  $\nu_2$  des particules chargées,  $h^\pm$ , et de celui des mesons  $D$  prompts mesurés par ALICE. Le comportement du

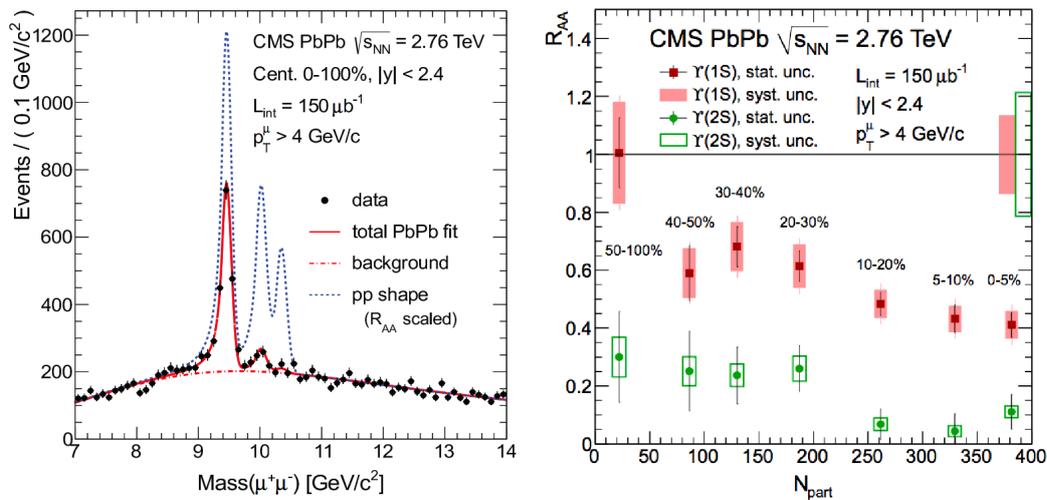


**FIGURE 1.32** – Flot elliptique du  $J/\psi$ ,  $\nu_2$ , en fonction de  $p_T$  mesuré en collision Pb-Pb avec ALICE et comparé aux modèles de transports [177] (gauche). Flot elliptique des  $J/\psi$  prompts en fonction de  $p_T$  mesuré en collision Pb-Pb avec CMS et comparé au  $\nu_2$  des particules chargées et des mesons  $D$  [178] (droite).

$v_2$  des mesons  $D$  en fonction de  $p_T$  est semblable à celui des particules chargées tandis que le  $J/\psi$  présente un flot moins important à  $p_T$  intermédiaire.

Un résultat tout aussi important que ceux présentés ci-dessus pour le  $J/\psi$  porte sur la famille des bottomonia. La production plus importante de quarks  $b$  au LHC et la précision des expériences permettent de mesurer une éventuelle suppression des mesons  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  et  $\Upsilon(3S)$ . Les graphiques de la figure 1.33 représentent ce phénomène de suppression observé par CMS [180, 181]. Le spectre de masse invariante des dimuons en collision Pb-Pb est donné par le graphique de gauche. La courbe en pointillés correspond au spectre attendu d'après les résultats obtenus en collisions p-p. Nous observons une claire suppression des bottomonia. Ces mesures permettent également d'étudier le  $R_{AA}$  de l' $\Upsilon(1S)$  et de l' $\Upsilon(2S)$  en fonction de  $N_{part}$ , représentés sur le graphique de droite. Le  $\Upsilon(2S)$  est presque totalement supprimé en collisions centrales. La suppression de l' $\Upsilon(1S)$ , quant à elle, pourrait s'expliquer par la suppression des états excités qui contribueraient, par décroissance, à environ 50% des  $\Upsilon(1S)$  observés.

Dans ce manuscrit, nous présentons les résultats de la production de  $J/\psi$  obtenus en analysant les données collectées en 2011 avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ . La luminosité collectée est près de 25 fois supérieure à celle des données de 2010 avec environ  $70 \mu\text{b}^{-1}$ . Le résultat du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  obtenu en fonction de la centralité à partir des données de 2010 (Cf. fig. 1.31) est déterminé de nouveau et est également détaillé en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité. De plus, une mesure de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  est effectuée en fonction de la centralité. À l'énergie du LHC, une contribution importante de  $J/\psi$  (re)combinés est attendue à bas  $p_T$ . Ces distributions vont permettre d'effectuer des comparaisons plus poussées avec les modèles théoriques et les mécanismes de suppression/(re)combinaison du  $J/\psi$ .



**FIGURE 1.33** – Spectre de masse invariante des dimuons en collision Pb-Pb mesuré par CMS dans la région en masse des bottomonia. La courbe en pointillés correspond au spectre équivalent en collisions p-p. [180] (gauche).  $R_{AA}$  des bottomonium  $\Upsilon(1S)$  et  $\Upsilon(2S)$  en fonction de  $N_{part}$  mesuré par CMS [181] (droite).

## Introduction

Le modèle standard est la théorie la plus avancée permettant de décrire la matière visible de l'univers. L'interaction forte, responsable en partie de la masse et de la formation des noyaux atomiques, y est décrite par la théorie de la QCD. Le diagramme des phases de la QCD prédit l'existence d'un état déconfiné de la matière : le plasma de quarks et de gluons. Afin de tester les prédictions de la QCD, depuis plus de 20 ans, des accélérateurs de particules tentent de former ce nouvel état de la matière en réalisant des collisions d'ions lourds ultra-relativistes dans lesquelles les conditions extrêmes de pression et de température nécessaires seraient réunies. De nombreuses mesures indiquent qu'il y a bien formation d'un milieu semblable à un PQG. Afin de caractériser ce milieu il est indispensable d'étudier des sondes variées et complémentaires à différentes énergies. Le charmonium  $J/\psi$  s'inscrit dans ce schéma puisqu'il s'agit d'une sonde dure produite dès les premiers instants de la collision et possiblement dissociée par le PQG, ce qui pourrait donner accès à sa température. Une suppression du  $J/\psi$  est observée au SPS témoignant de son interaction avec le milieu. Le même taux de suppression est mesuré au RHIC à une énergie supérieure indiquant un nouveau mécanisme de (re)combinaison dans le PQG. Dans ce contexte, l'étude détaillée de la production de  $J/\psi$  à l'énergie du LHC en fonction de l'impulsion transverse, de la rapidité et de la centralité va permettre de contraindre les modèles théoriques.



- 2.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)
- 2.2 L'expérience ALICE
- 2.3 Le spectromètre à muons

## L'expérience ALICE au LHC

L'ÉTUDE D'UN NOUVEL ÉTAT DE LA MATIÈRE, appelé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG), est effectuée sur terre à travers la réalisation de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le grand collisionneur de hadrons (LHC) permet d'accélérer des noyaux de plomb à des vitesses proches de celle de la lumière dans le vide. L'expérience ALICE, située sur l'anneau du LHC tout comme 5 autres expériences, est spécialement dédiée à l'étude du PQG. Son bras dimuon, placé vers l'avant, a été conçu pour détecter les muons de décroissance des saveurs lourdes et en particulier ceux des quarkonia afin de remonter au taux de production de ces derniers.

Nous décrirons dans la première section de ce chapitre la configuration et les caractéristiques du LHC. Les séquences d'accélération permettant de délivrer des faisceaux de protons et de noyaux de plomb seront également présentées. Une brève description et comparaison technique des expériences du LHC sera faite avant de présenter en détail l'expérience ALICE dans une seconde section. Nous listerons, de manière succincte, les détecteurs du tonneau central. Enfin, une troisième section sera consacrée au bras dimuon et son spectromètre. Nous y développerons la reconstruction des données à travers les algorithmes de reconstruction (trajectographe et déclencheur) et la structure permettant d'effectuer des simulations ainsi que la procédure d'évaluation des incertitudes systématiques associées.

### 2.1 Le grand collisionneur de hadrons (LHC)

#### 2.1.1 Configuration

Depuis le 10 septembre 2008, date de sa première mise en service, le LHC [182–185] est le plus grand et le plus puissant collisionneur au monde. Les premières collisions eurent lieu en décembre 2009. Il se trouve à la frontière franco-suisse, au niveau du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire<sup>1</sup>

1. Le CERN fut officiellement créé en 1954 par la ratification d'une convention entre 12 états européens. Ce lieu a pour but de servir de base d'accueil à de nombreuses expériences

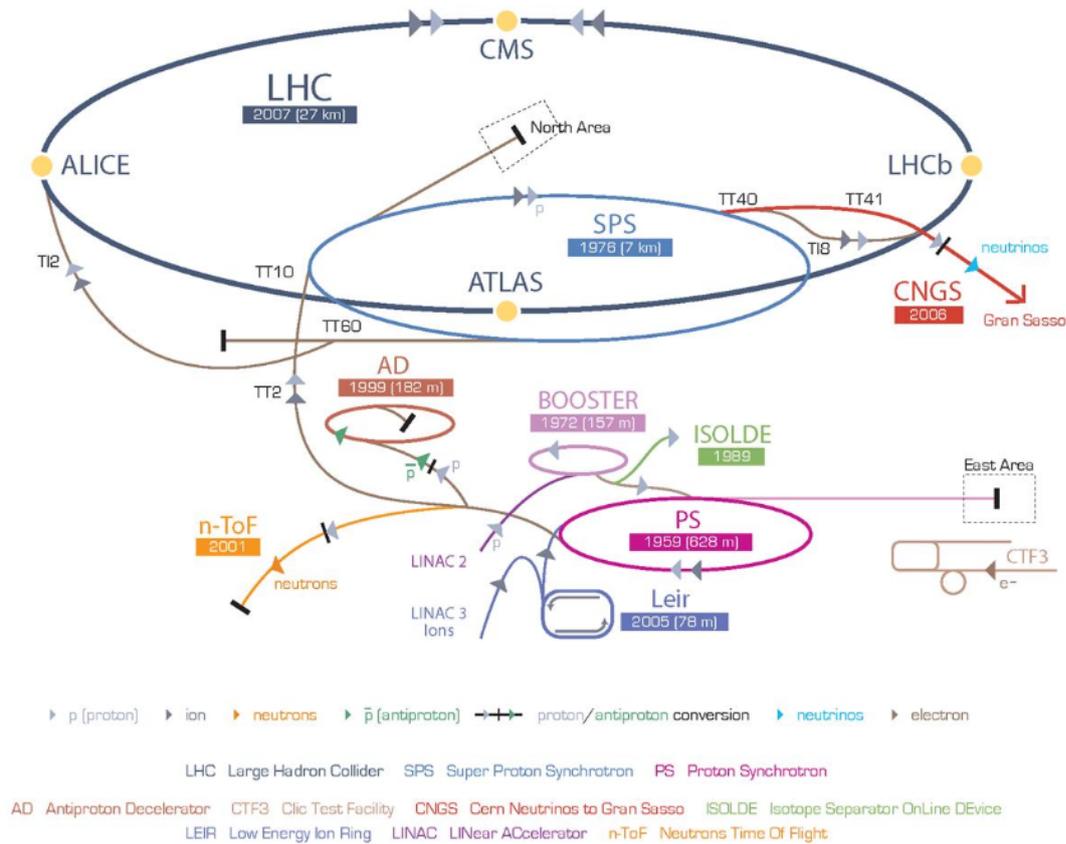


FIGURE 2.1 – Complexe d'accélérateurs du CERN.

(CERN), dans le tunnel de son prédécesseur, le grand collisionneur électron-positon (LEP) démantelé en 2000, d'une circonférence de 26,67 km. Sa profondeur varie de 50 à 175 m. Il est constituée de deux tubes faisceau dans lesquels circulent, en sens opposé, des paquets de particules et où un ultravide de  $10^{-10}$  Torr permet de limiter les interactions avec les molécules du gaz résiduel.

Les faisceaux de particules sont guidés le long de l'anneau<sup>2</sup> à l'aide d'un puissant champ magnétique généré par des électroaimants de types et de tailles variés. Ainsi, 1234 aimants dipolaires allant jusqu'à 15 m de long courbent la trajectoire des particules. La particularité de ces aimants est qu'ils sont supraconducteurs, permettant ainsi d'engendrer un champ magnétique de 8,4 Tesla. Pour cela, le LHC fonctionne à une température de 1,9 K, soit  $-271,3^{\circ}\text{C}$ , à l'aide d'un refroidissement cryogénique effectué par 94 tonnes d'hélium liquide. Il s'agit de la plus grande installation supraconductrice et cryogénique jamais construite. De plus, 392 aimants quadripolaires de 5 à 7 m de long sont utilisés pour focaliser les faisceaux ainsi que des aimants correcteurs.

En pratique, les particules sont accélérées par étapes à l'aide d'une chaîne d'accélération constituée de plusieurs accélérateurs dont le dernier est le LHC.

de physique.

2. L'anneau est en réalité constitué de 8 arcs de cercles reliés par des sections droites où se trouvent les expériences.

Ce complexe d'accélération est représenté par le graphique de la figure 2.1. Il a été développé au fur et à mesure des avancées technologiques de ces 60 dernières années sur le site du CERN. Le premier accélérateur fut le Synchro-Cyclotron (SC) à protons en 1957, très vite suivi en 1960 par le Synchrotron à Protons (PS). Puis les accélérateurs sont devenus de plus en plus grands, de plus en plus puissants. En 1971, le Super Synchrotron à Protons (SPS) est placé dans un tunnel circulaire de 7 km. Enfin, c'est en 1989 que le LEP fut mis en service dans un tunnel de 26,67 km de circonférence servant aujourd'hui au LHC. Le programme de physique du LHC consiste à effectuer les trois types d'interactions suivants : proton-proton, proton-noyau et noyau-noyau [186].

### 2.1.2 Faisceaux

Pour obtenir un faisceau constitué de paquets de hadrons (protons ou noyaux de plomb) aux énergies du LHC, il est nécessaire de suivre les étapes d'accélération décrites ci-dessous.

Tout d'abord, les hadrons sont extraits à l'aide de sources ECR (Electron Cyclotron Resonance) puis sont respectivement accélérés par les accélérateurs linéaires LINAC-2 et LINAC-3. En sortie du LINAC-2, les protons ( $H^+$ ) ont une énergie de 50 MeV et sont injectés dans le booster du PS. Concernant les noyaux de plomb, le procédé est plus complexe [187]. À partir d'un échantillon de plomb chauffé à 500 °C (source ECR), des ions  $Pb^{27+}$  sont accélérés par le LINAC-3 vers une cible d'épluchage de carbone de 1  $\mu m$  d'épaisseur. Les ions  $Pb^{54+}$  ainsi obtenus à 4,2 MeV par nucléon sont sélectionnés à l'aide d'un champ magnétique, puis accumulés et accélérés à une énergie de 72 MeV par nucléon dans le LEIR (Low-Energy Injector Ring) qui confère au faisceau une structure en paquets. Lorsque la luminosité est suffisamment élevée, les paquets sont envoyés vers le booster du PS.

Les protons (ions  $H^+$ ) et le  $Pb^{54+}$  sont ensuite stockés dans l'anneau du PS à des énergies de 28 et 5,9 GeV par nucléon avant d'être acheminés vers le SPS. Lors de ce transfert, les atomes de plomb sont de nouveau dépouillés de leurs électrons en étant envoyés sur une feuille d'aluminium. Seuls les états  $Pb^{82+}$  sont sélectionnés. Dans le SPS, protons et noyaux de plomb atteignent respectivement des énergies de 450 et 177 GeV par nucléon. Enfin, le LHC permet d'accélérer à l'aide de cavités radiofréquences ces hadrons aux énergies nominales respectives de 7 et 2,76 TeV par nucléon. Les caractéristiques des

**TABLE 2.1** – Résumé des caractéristiques nominales principales des faisceaux de protons et de noyaux de plomb du LHC.

Caractéristique	protons	$Pb^{82+}$
énergie (TeV par nucléon)	7	2,76
énergie dans le centre de masse (TeV)	14	5,5
Nombre de particules par paquet	$1, 1 \cdot 10^{11}$	$6, 8 \cdot 10^7$
Section efficace d'interaction (barn)	0,07	7,7
Période des paquets (ns)	25	100
Luminosité nominale ( $cm^{-2} s^{-1}$ )	$10^{34}$	$10^{27}$
Luminosité auprès d'ALICE ( $cm^{-2} s^{-1}$ )	$10^{31}$	$10^{27}$

faisceaux de protons et de noyaux de plomb du LHC sont résumées dans le tableau 2.1

Les faisceaux de particules du LHC sont constitués en paquets de hadrons espacés en temps (Cf. 2.1). De nombreuses configurations de faisceaux sont disponibles à l'aide des différents paramètres de la machine. Nous appelons ces configurations des schémas de remplissage. La nomenclature permettant de définir ces schémas de remplissage est la suivante :

`<espacement>_<Nb>b_<IP1/5>_<IP2>_<IP8>_<code>` où

- `<espacement>` correspond à l'espacement en temps entre les paquets ; *single* signifie qu'un seul paquet est injecté dans le LHC,
- `<Nb>` représente le nombre de paquets par faisceau,
- `<IP1/5>` correspond au nombre de croisements de paquets au point d'interaction (IP) 1 (ATLAS) ou 5 (CMS),
- `<IP2>` correspond au nombre de croisements de paquets au IP2 (ALICE),
- `<IP8>` correspond au nombre de croisements de paquets au IP8 (LHCb),
- `<code>` est un suffixe libre permettant d'encoder des variantes du système de remplissage.

Par exemple, `200ns_358b_356_336_0_24bpi15inj_IONS` correspond à un schéma de remplissage de 358 paquets espacés de 200 ns et dont 356 se croisent au niveau de l'expérience ALICE.

Afin de caractériser l'intensité d'un faisceau de particule, nous utilisons la notion de luminosité notée  $\mathcal{L}$  et exprimée en  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Dans le cadre d'un collisionneur comme le LHC, cette variable permet de calculer le nombre d'événements attendus,  $N$ , pour un processus donné de section efficace  $\sigma$  par unité de temps tel que  $dN/dt = \mathcal{L}\sigma$ . La luminosité est maximale lors de l'injection du faisceau puis décroît en fonction du temps. La principale cause de cette diminution est liée aux collisions effectuées entre les deux faisceaux au niveau des différentes expériences. La luminosité intégrée collectée par les expériences est directement reliée à la statistique d'événements disponibles.

### 2.1.3 Les expériences du LHC

Six expériences sont placées sur l'anneau du LHC afin d'utiliser les faisceaux de particules accélérées pour des analyses physiques. Parmi elles, quatre expériences principales sont installées à l'intérieur de quatre cavernes souterraines au centre desquelles se croisent les faisceaux (Cf. figure 2.1) :

- ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) [188, 189] est un détecteur polyvalent dédié à la recherche du boson de Higgs, de particules supersymétriques, de l'existence de dimensions supplémentaires ou encore de candidats de matière noire. Il dispose d'un champ toroïdal de 2 Teslas. C'est le plus grand détecteur jamais construit pour un collisionneur. La collaboration compte plus de 3000 membres ;
- CMS (Compact Muon Solenoid) [190, 191] est un détecteur qui poursuit les mêmes objectifs de physique qu'ATLAS, mais avec une conception et

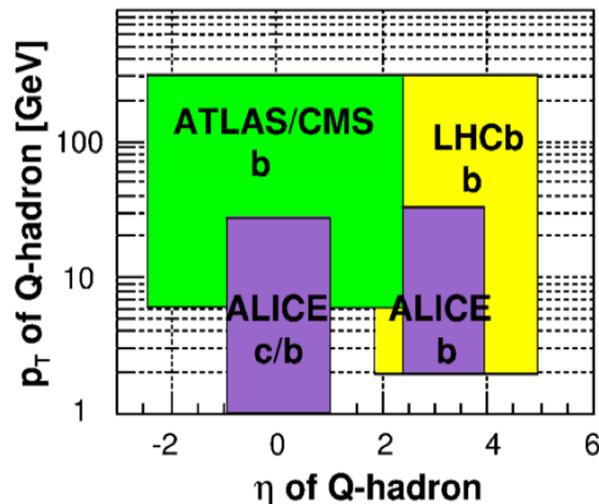
des solutions techniques différentes notamment au niveau du champ magnétique solénoïdal d'une valeur de 4 Teslas. La collaboration comprend plus de 2500 membres ;

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [192, 193] est consacrée à l'étude des collisions d'ions lourds, en particulier l'étude de la formation et de la caractérisation d'un plasma de quarks et de gluons (PQG). Une description détaillée en est donnée dans la section suivante. La collaboration comprend plus de 1500 membres ;
- LHCb (Large Hadron Collider beauty) [194, 195] est un détecteur consacré à l'étude de l'asymétrie entre matière et antimatière à travers l'étude des mesons B. La collaboration comprend plus de 700 membres ;

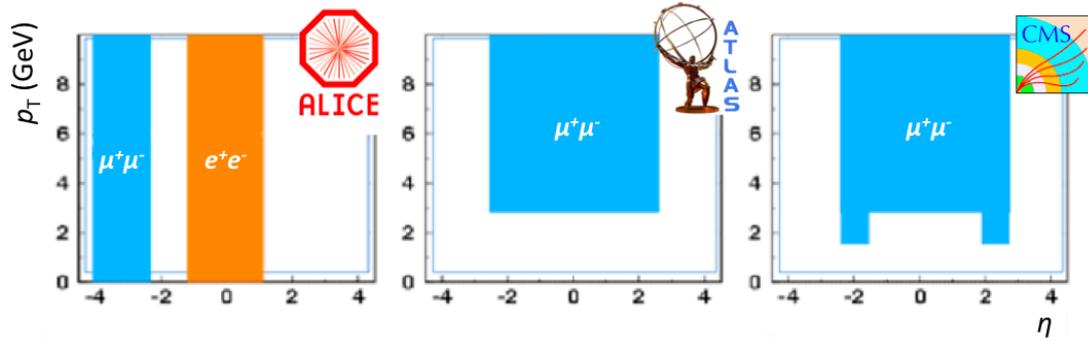
Les deux autres expériences de taille bien plus modestes sont situées près des détecteurs ATLAS et CMS :

- LHCf (Large Hadron Collider forward) [197, 198] est un détecteur destiné à mesurer les particules émises avec un angle très faible par rapport à la direction des faisceaux lors des collisions p-p. L'objectif est de tester les modèles utilisés pour estimer l'énergie primaire des rayons cosmiques de très haute énergie. La collaboration comprend plus de 30 membres ;
- TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) [199, 200] a pour but d'évaluer précisément la luminosité délivrée par le LHC et la taille du proton à travers l'étude des particules à très petits angles. La collaboration comprend environ 60 membres

Parmi les quatre expériences principales, seules ALICE, ATLAS et CMS permettent d'étudier les collisions Pb-Pb. Comme le montre la figure 2.2, les expériences du LHC sont complémentaires en terme de couverture en impulsion transverse et en pseudo-rapidité pour l'étude de la production de charme, de



**FIGURE 2.2** – Acceptances en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité des saveurs lourdes pour les expériences ALICE, ATLAS, CMS et LHCb [196].



**FIGURE 2.3** – Acceptance du charmonium  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidity pour les expériences ALICE, ATLAS et CMS.

beauté et de quarkonia. En particulier, le charmonium  $J/\psi$  est détecté via son canal de décroissance en dimuons et diélectrons. Notons que les champs magnétiques élevés des expériences ATLAS et CMS, conduisant à une très bonne résolution de détection des muons pour des impulsions transverses élevées, ne permettent pas de reconstruire les charmonia jusqu'à  $p_T = 0$ . Au contraire, ALICE, avec son faible champ magnétique de 0,5 Tesla dans le domaine de rapidité centrale et son spectromètre à muons vers l'avant le permet. Cette caractéristique est observable sur la figure 2.3 à travers l'acceptance du  $J/\psi$ .

## 2.2 L'expérience ALICE

### 2.2.1 Description

ALICE est une expérience dite généraliste, conçue dans le but d'étudier le plus grand nombre d'observables lors de collisions noyau-noyau. Elle est composée de 18 sous-détecteurs utilisant diverses technologies. Une vue schématique d'ALICE est présentée sur la figure 2.4. Les caractéristiques techniques détaillées ci-dessous sont disponibles dans [193, 201]. Les performances des différents détecteurs, basées sur des simulations, sont résumées dans les rapports de performances physiques [202, 203].

Nous distinguons deux parties principales : le tonneau central, où sont détectés les hadrons, les photons et les électrons, et le spectromètre à muons identifiant uniquement les muons produits vers l'avant. La partie centrale est plongée dans le champ magnétique solénoïdal de l'aimant L3 qui délivre une faible intensité de 0,5 Tesla. Cet aimant, d'un rayon de 5 mètres et d'une longueur de 12 mètres est le plus gros solénoïde chaud au monde. Le spectromètre à muons est situé du côté noté C du point d'interaction, alors que l'autre côté est noté A. Le système de coordonnées officiel d'ALICE est un système cartésien orthogonal, orienté selon la main droite. L'axe  $z$  est parallèle aux faisceaux et pointe vers le côté A.

Nous développons ci-dessous les caractéristiques et les rôles des détecteurs selon deux catégories : les détecteurs du tonneau central (ITS, TPC, TRD, TOF, HMPID, PHOS et EMCAL) et les détecteurs aux petits angles (ZDC, PMD, FMD, T0, VZERO). Le treizième sous-détecteur est le spectromètre à

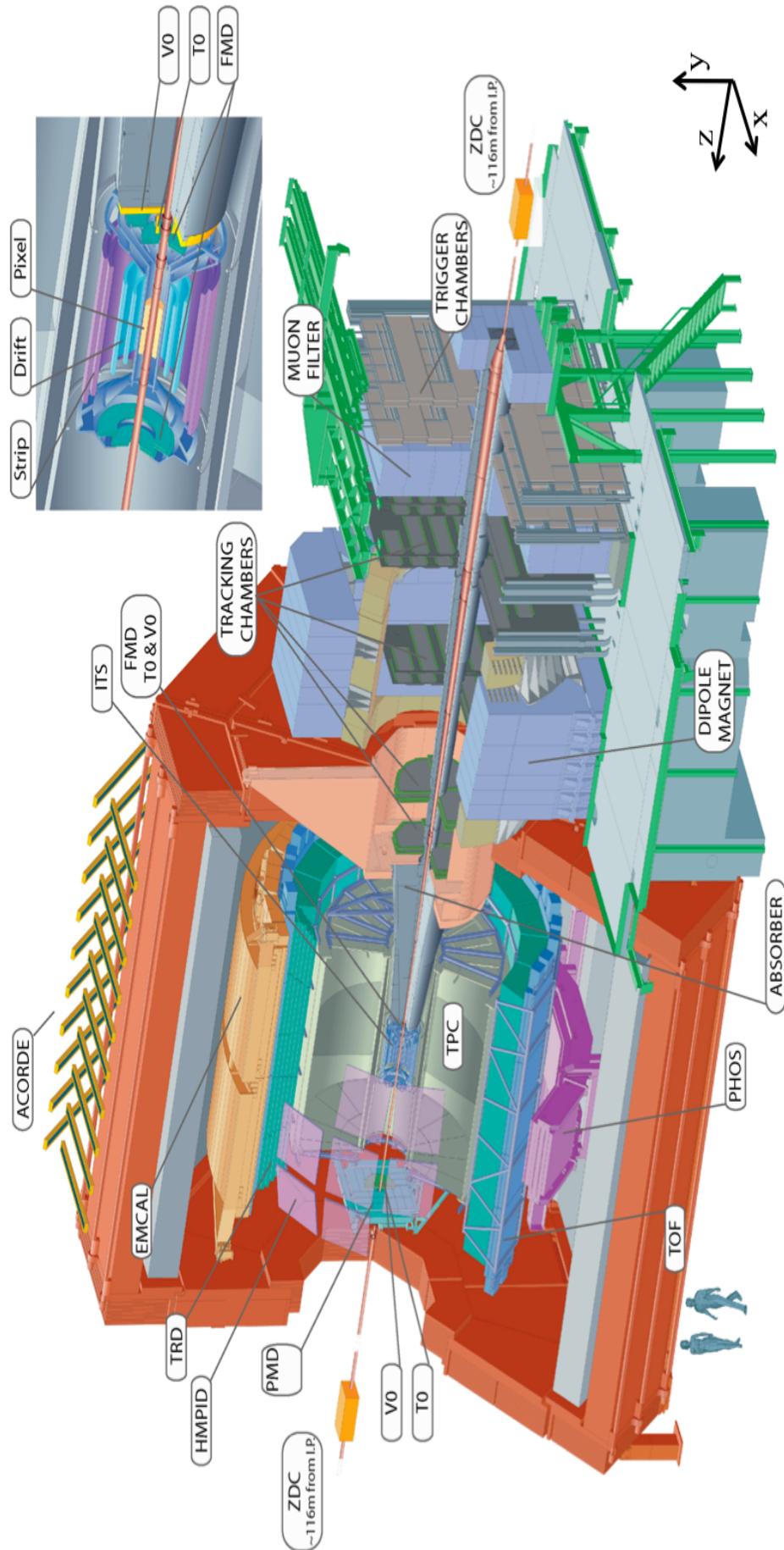


FIGURE 2.4 – Représentation schématique de l'expérience ALICE et de ses différents détecteurs.

muons utilisé pour étudier la production de  $J/\psi$  analysée dans ce manuscrit, c'est pourquoi il est décrit en détail dans la section suivante.

## 2.2.2 Les détecteurs du tonneau central

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

L'ITS est situé à quelques centimètres du point d'interaction. Il est conçu pour fonctionner dans un environnement où la densité de particules est très élevée (jusqu'à 80 particules/cm<sup>2</sup>). Il est constitué de six couches cylindriques de détecteurs en silicium qui utilisent trois technologies différents pour une surface de 6,28 m<sup>2</sup>. Les deux premières couches (les plus proches du point d'interaction) sont des détecteurs de silicium à pixels ou SPD (*Silicon Pixel Detector*). Les deux couches intermédiaires sont constituées de détecteurs à dérive en silicium ou SDD (*Silicon Drift Detector*). Enfin les deux couches externes de détecteurs en silicium sont de type micro-pistes ou SSD (*Silicon Strip Detector*).

L'ITS est un détecteur de haute granularité, il possède  $\sim 13$  millions de voies électroniques. La résolution spatiale est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. L'identification des particules est réalisée en mesurant la perte d'énergie  $dE/dx$  et la trajectoire de celles-ci lorsqu'elles traversent le silicium dont l'épaisseur est de 300  $\mu\text{m}$ . Les pions et les électrons sont correctement identifiés pour  $p < 150$  MeV/ $c$ , les kaons pour  $p < 500$  MeV/ $c$  et les protons pour  $p < 900$  MeV/ $c$ .

Son rôle est :

- de localiser le vertex primaire d'interaction, de reconstruire les vertex secondaires liés à la désintégration des mesons lourds, des hypérons et des  $K_s^0$ ,
- d'identifier et de reconstruire les particules chargées de faible impulsion ( $p_T < 100$  MeV/ $c$ ).

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

La TPC d'ALICE est le plus grand détecteur de ce type jamais construit. Elle fait 5,1 m de longueur et 5,6 m de diamètre pour un volume de 88 m<sup>3</sup>. Ce détecteur consiste en une double enceinte cylindrique divisée en deux régions par une mince surface haute tension (100 000 volts) et remplie d'un mélange gazeux (90% de Ne et 10% de CO<sub>2</sub>).

Les électrons libérés par le passage d'une particule chargée migrent sous l'effet du champ électrique vers les extrémités de l'enceinte. Pour confiner les trajectoires des électrons et réduire les diffusions dans le plan transverse, un champ magnétique axial est appliqué. Les extrémités sont constituées d'une série d'anodes (18 chambres à fils) permettant d'amplifier le signal. Parallèlement aux anodes, un arrangement d'environ 560 000 damiers (pads) de différentes tailles forment les plans de lecture. Sa granularité permet d'atteindre au niveau

du cylindre interne (externe) une résolution spatiale de 1 100 (800)  $\mu\text{m}$  suivant  $x$  et  $y$  et de 1 250 (1 100)  $\mu\text{m}$  suivant  $z$ .

Son rôle est :

- de reconstruire les traces des particules chargées avec une efficacité supérieure à 90%,
- d'identifier les particules via leur perte d'énergie pour des impulsions transverses allant jusqu'à 100 GeV/c,
- de contribuer à la localisation des vertex primaires et secondaires de l'ITS,
- de participer à l'analyse des observables globales (détermination du plan de réaction) grâce à sa couverture azimutale de  $2\pi$ .

### **Le détecteur à radiation de transition : TRD** **(*Transition Radiation Detector*)**

Le TRD comprend 6 couches qui sont composées de détecteurs et de convertisseurs, segmentés en 18 secteurs azimutaux, eux-même subdivisés en 5 modules dans la direction longitudinale  $z$ . Au total, les 540 modules couvrent une surface active de 736 m<sup>2</sup>. Chaque module individuel est constitué d'un matériau de radiation de 4,8 cm d'épaisseur, d'une chambre multi-fils et d'un plan de lecture à cathodes segmentées.

Le passage d'une particule chargée relativiste ( $p > 0,5$  GeV/c) au niveau d'une interface entre deux couches successives d'indices optique différents (convertisseur) produit un rayonnement X. Le photon émis interagit alors avec le mélange gazeux (85% de Xe et 15% de CO<sub>2</sub>; champ de dérive de 700 V/cm), les charges induites sont ensuite amplifiées et collectées par les pads de lecture (1, 16. 10<sup>6</sup> voies électroniques). La résolution spatiale dans le cadre d'une faible (grande) multiplicité est de 400 (600)  $\mu\text{m}$  suivant  $x$  et  $y$  et de 2 mm suivant  $z$ .

Son rôle est :

- d'identifier les électrons de hautes impulsions ( $p > 1$  GeV/c),
- de détecter les électrons issus de photons par conversion : photon directs,  $\pi^-$  et  $\eta$ ,
- de détecter les électrons provenant de la désintégration des résonances ( $\omega$ ,  $\rho$ ,  $\phi$ ,  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ ) grâce à l'association des informations du TRD, de l'ITS et de la TPC,
- d'étudier la corrélation muon-électron issus de la décroissance semi-leptonique des saveurs lourdes ouvertes ( $D$  et  $B$ ).

### **Le détecteur de temps de vol : TOF** **(*Time Of Flight*)**

Le TOF est un détecteur cylindrique de 3,7 m de rayon interne, 4 m de rayon externe, et de 7,45 m de longueur. Il couvre une surface active de 141 m<sup>2</sup> et tout l'angle azimutal. La mesure de temps de vol des particules, entre le point d'interaction et le détecteur, se fait en utilisant 1 638 chambres de détection de type MRPC (*Multigap Resistive Plate Chamber*) réparties sur 90 modules.

Chaque MRPC est composée d'un double empilement de cinq plaques de verre de  $400 \mu\text{m}$  (interne) et  $550 \mu\text{m}$  (externe) d'épaisseur et séparées par  $250 \mu\text{m}$  d'un mélange gazeux (90% de  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ , 5% de  $\text{SF}_6$  et 5% de  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ). Chaque empilement est placé entre deux plaques de résine très résistive en bakélite. Une haute tension est appliquée sur un film de graphite déposé sur les faces extérieures de la bakélite produisant un champ électrique uniforme et constant à l'intérieur du gaz.

L'ionisation engendrée par le passage d'une particule chargée génère immédiatement un phénomène d'avalanche et une impulsion de tension apparaît entre les deux plans de graphite. Des pistes de lecture conductrices ( $\sim 160\,000$ ), placées contre chacun des plans de graphite, recueillent une fraction de cette impulsion par liaison capacitive. L'électronique frontale située à une des extrémités de chacune des pistes peut alors traiter ces signaux. La résolution en temps est de l'ordre de 100 ps.

Son rôle est :

- d'identifier les particules chargées dans la gamme d'impulsion transverse  $0,2 < p_T < 2,5 \text{ GeV}/c$  via leur temps de vol (les limites en  $p_T$  sont différentes entre  $\pi$  et  $K$  et entre  $K$  et  $p$ ),
- de séparer les pions et les kaons jusqu'à  $2,5 \text{ GeV}/c$  en améliorant le pouvoir d'identification des traces reconstruites dans la TPC et l'ITS.

### **Le détecteur de particules de grande impulsion transverse : HMPID (*High Momentum Particle Identification Detector*)**

Le HMPID est composé de 7 modules de  $1,5 \times 1,5 \text{ m}^2$  à effet Cherenkov couvrant un domaine en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0,6$  et un angle azimutal de  $57,61^\circ$ . Son principe de fonctionnement repose sur le fait qu'une particule chargée traversant un milieu ( $\text{C}_6\text{F}_{14}$  liquide,  $n=1,3$ ) avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu émet un cône de lumière sous un angle  $\theta_c$  tel que  $\cos\theta_c = 1/n\beta$ . Ainsi, les particules sont identifiées en fonction de l'angle d'émission  $\theta_c$  du cône de lumière et de leur impulsion. Les photons émis sont détectés par un compteur de photons composé d'un film mince d'iodure de césium (CsI) déposé sur les cathodes segmentées d'une chambre à fils. La granularité choisie (161 280 voies électroniques) et la précision de quelques mRad sur la lecture de l'angle Cherenkov permettent d'atteindre une bonne résolution spatiale et une très bonne identification des particules.

Son rôle est :

- d'identifier les hadrons qui possèdent une grande impulsion transverse ( $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ ),
- de renforcer les capacités d'identification des autres détecteurs (ITS, TPC et TOF),
- d'étendre la limite de discrimination  $\pi/K$  et  $K/p$  jusqu'à des impulsions respectives de 3 et 5  $\text{GeV}/c$ .

### **Le spectromètre électromagnétique : PHOS (*PHOton Spectrometer*)**

PHOS est un calorimètre électromagnétique de hautes résolutions (énergie et position) situé à 4,6 m du point d'interaction et couvrant un angle azimutal de  $100^\circ$  et un domaine en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0,12$ . Il est constitué de 17 920 voies de détection réparties sur 5 modules dont la surface totale est de  $8 \text{ m}^2$  et le poids de 12,5 tonnes (seuls 3 modules ont été installés). Un module contient 3 584 canaux de lecture. Chaque canal est constitué d'un cristal scintillant  $\text{PbWO}_4$  couplé à un photodétecteur APD (*Avalanche Photo Diode*). Le scintillateur assure la conversion de l'énergie des photons en lumière visible qui est ensuite transformée en signal électrique par l'APD. Ce signal est amplifié et transformé en tension par un préamplificateur CSP (*Charge Sensitive Preamplifier*).

Son rôle est :

- de détecter des photons ( $0,5 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$ ) et des mesons neutres ( $\pi^0$  pour  $1 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$ ,  $\eta$  pour  $2 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$ ) au travers de leur décroissance dans le canal di-photonique,
- de mesurer des mesons neutres de grandes impulsions afin d'étudier l'atténuation des jets à travers des corrélations  $\gamma$ -jet et jet-jet.

### **Le calorimètre électromagnétique : EMCAL et DCAL** (*ElectroMagnetic CALorimeter*)

EMCAL est un calorimètre électromagnétique situé à 4,28 m du point d'interaction qui couvre un intervalle en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0,7$  et un angle azimutal de  $110^\circ$ . Il est composé de 11 super-modules, chacun contenant des modules élémentaires en forme de tour. Une tour élémentaire consiste en une succession de 77 couches de plomb (d'une épaisseur de 1,44 mm) et de scintillateurs en polystyrène (d'une épaisseur de 1,76 mm), le tout étant enrobé par une couche de dioxyde de titane  $\text{TiO}_2$  qui assure une isolation optique. Notons qu'une augmentation de la couverture en angle azimutale est désormais permise à l'aide des nouveaux modules installés sous le nom de DCAL.

Son rôle est :

- d'étudier la production de jets à travers la détection des particules chargées et des photons,
- d'être complémentaire à PHOS,
- d'améliorer la capacité d'ALICE à étudier les photons et les jets de haute impulsion transverse, en particulier la corrélation  $\gamma$ -jet où le photon et le jet sont détectés simultanément.

## 2.2.3 Les détecteurs à grandes rapidités

### **Le calorimètre à zéro degré : ZDC** (*Zero Degree Calorimeter*)

Le ZDC est composé de six calorimètres (trois de chaque côté du point d'interaction) : le calorimètre à neutrons ( $\text{ZDC}_n$ ), à protons ( $\text{ZDC}_p$ ) et électromagnétique ( $\text{ZDC}_{em}$ ). Les  $\text{ZDC}_n$  et  $\text{ZDC}_p$  sont placés à 116 m du point d'interaction et couvrent le domaine en pseudo-rapacité  $6,5 < |\eta| < 8,8$ . Le  $\text{ZDC}_{em}$

est situé à 7 m du point d'interaction et couvre le domaine en pseudo-rapacité  $4,8 < \eta < 5,7$ . Ce sont des calorimètres composés d'une série de plaques de métal lourd superposées (matériau absorbeur ou passif), rainurées pour loger une matrice de fibres en quartz (matériau actif).

Les particules de haute énergie traversent le matériau passif et créent une cascade de particules (gerbe). Cette gerbe peut produire de la lumière Cherenkov dans le matériau actif qui se propage alors jusqu'au bout de la fibre où un photo-multiplicateur la transforme en signal électrique. Les nucléons spectateurs émis à petit angle sont détectés en utilisant la formule  $N_{\text{spec}} = E_{\text{ZDC}}/E_{\text{nuc}}$  où  $E_{\text{ZDC}}$  est l'énergie déposée dans le calorimètre et  $E_{\text{nuc}}$  l'énergie moyenne du faisceau par nucléon (2,76 TeV dans le cas des faisceaux de plomb).

Son rôle est :

- de mesurer le nombre de nucléons spectateurs de la collision afin de remonter à la centralité de celle-ci,
- d'estimer les événements issus d'interactions électromagnétique.

### **Le détecteur de multiplicité des photons : PMD** (*Photon Multiplicity Detector*)

Le PMD, d'une surface active de détection de 2 m<sup>2</sup>, est situé à une distance de 3,6 m du point d'interaction. Il couvre le domaine de pseudo-rapacité  $2,3 < \eta < 3,5$ . C'est un détecteur de haute granularité composé d'un plan de détection VETO, d'un convertisseur et d'un détecteur de type "pied de gerbe" (*preshower*).

Dans un premier temps le détecteur VETO permet de rejeter les réactions liées aux particules chargées. Le passage d'un photon dans le convertisseur en plomb (de 15 mm d'épaisseur) produit une gerbe électromagnétique. Cette gerbe est ensuite analysée par le détecteur *preshower* qui est composé de chambres proportionnelles à structure en nid d'abeilles fonctionnant avec un mélange gazeux (70% Ar et 30% CO<sub>2</sub>) et comprenant environ 220 000 voies de lecture.

Son rôle est :

- de mesurer, événement par événement, la multiplicité et la distribution spatiale des photons,
- de fournir des mesures permettant d'étudier le flot : plan de réaction et énergie électromagnétique transverse.

### **Le détecteur de multiplicité à l'avant : FMD** (*Forward Multiplicity Detector*)

Ce détecteur est installé de part et d'autre du point d'interaction autour du tube du faisceau, couvrant le domaine de pseudo-rapacité  $-3,4 < \eta < -1,7$  et  $1,7 < \eta < 3,1$ . Il est constitué de 3 sous-système : FMD1, FMD2 et FMD3, dont chacun est composé de secteurs azimutaux arrangés en un ou en deux anneaux. En fonction du nombre de secteurs, deux types d'anneaux sont à distinguer :

l'anneau intérieur (I : *Inner*) et extérieur (O : *Outer*) contenant respectivement 20 et 40 secteurs azimutaux. Le FMD1 est constitué d'un anneau de type I et les FMD2 et FMD3 contiennent chacun un anneau de type I et O. Un secteur azimutal de l'anneau I (O) est composé de 512 (256) détecteurs à silicium d'une épaisseur de 300  $\mu\text{m}$ . Chaque anneau est segmenté en 10 240 pistes. Le FMD contient au total 51 200 canaux de lecture.

Son rôle est :

- de mesurer la multiplicité de particules chargées (complétant ainsi l'ITS),
- d'analyser les fluctuations de la multiplicité de particules événement par événement ; et d'étudier le flot.

### Le T0

Le T0 est composé de deux parties, le T0A côté A et le T0C côté C, situées respectivement à 350 cm et -70 cm du point d'interaction. Les domaines de pseudo-rapacité sont  $4,61 < \eta < 4,92$  pour le T0A et  $-3,28 < \eta < -2,97$  pour le T0C. Chacun de ces détecteurs est composé de 12 compteurs à effet Cherenkov (fonctionnant avec comme matériau de radiation du quartz) couplés à des photo-multiplicateurs pour un total de 56 voies de lecture. La résolution temporelle est de 37 ps, ce qui permet d'obtenir une précision sur la position du vertex de l'ordre de 1,3 cm.

Son rôle est :

- de délivrer des signaux de déclenchement et de synchronisation entre tous les détecteurs,
- de générer une référence temporelle de la collision pour le détecteur TOF (précision de 50 ps),
- de fournir un signal de pré-déclenchement pour le TRD,
- de mesurer la multiplicité de particules,
- de mesurer la position du vertex,
- d'identifier les interactions faisceau-gaz.

### Le VZERO (V0)

Le VZERO se compose de deux disques de scintillateurs organiques situés de part et d'autre du point d'interaction : V0A côté A et V0C côté C. Le V0A est placé à une distance de 340 cm du vertex et sa couverture en pseudo-rapacité est  $2,8 < \eta < 5,1$ . Le V0C est installé à -90 cm du point d'interaction, devant l'absorbeur frontal du spectromètre à muons, et couvre l'intervalle de pseudo-rapacité  $-3,7 < \eta < -1,7$ . Chacun des deux disques est segmenté en 32 compteurs élémentaires distribués sur 4 anneaux concentriques formant ainsi 8 secteurs. Un compteur élémentaire est composé d'un scintillateur avec des fibres optiques de type WLS (*WaveLength Shifting*). La lumière collectée est transportée vers un photo-multiplicateur installé à 3 m du détecteur. La résolution en temps est de l'ordre de 1 ns.

Son rôle est :

- de délivrer un signal de déclenchement aux détecteurs centraux,
- de fournir des signaux de déclenchement à seuil suivant la centralité de la collision pour le système A-A
- de compter les événements afin de mesurer la luminosité,
- d'identifier les interactions faisceau-gaz.

2

## 2.2.4 Systèmes de déclenchement, d'acquisition et de traitement des données

Tous les détecteurs décrits ci-dessus ont des caractéristiques différentes de part la méthode de détection et la technologie utilisées. Une des caractéristiques les plus importantes est le temps mis par le système d'acquisition du détecteur pour lire tous les canaux électroniques et en extraire un signal exploitable. Celui-ci est appelé "temps mort" puisque durant ce temps le détecteur est occupé et ne peut donc pas prendre de nouvelles données. En outre, la grande intensité des faisceaux ne permet pas à ALICE de réaliser une lecture de tous les événements. Il est alors indispensable de trouver un compromis permettant de limiter le temps d'inefficacité associé au "temps mort".

Pour cela, la méthode employée consiste à déclencher la lecture des détecteurs uniquement lorsque l'événement courant correspond au type que nous souhaitons étudier. Par exemple, il peut s'agir d'événements dits rares qui disposent de deux muons vers l'avant susceptibles de provenir de la décroissance d'un quarkonium. De plus, des dispositifs dit de partage du temps d'acquisition (*time sharing*) et de réduction d'échelle (*downscaling*) des signaux de déclenchement permettent également de sélectionner les événements souhaités. La dernière méthode, appliquée manuellement par run lors de la prise de données Pb-Pb 2011, consiste à masquer le signal de déclenchement aléatoirement dans le temps ou suivant les croisements de paquets.

Le système de déclenchement de l'expérience ALICE [204] permet de sélectionner des événements à l'aide de plusieurs niveaux en tenant compte des exigences physiques et de la bande passante du système d'acquisition DAQ (*Data Acquisition*). Un signal de déclenchement provient d'un détecteur comme par exemple le VZERO, le T0, le ZDC, le déclencheur muon ou encore EMCAL. Ces signaux sont envoyés vers un processeur central nommé CTP (*Central Trigger Processor*) qui est chargé de les traiter. Ensuite, le CTP envoie des signaux aux détecteurs pour que les informations de l'événement soient lues et enregistrées.

Ce système est séparé en trois niveaux (L0, L1 et L2) en fonction de la latence de l'information nécessaire à la décision, c'est-à-dire la durée entre l'interaction primaire, la réception du signal par les détecteurs et son transfert au CTP :

- L0 : il s'agit du niveau le plus rapide de latence  $1,2 \mu\text{s}$  auquel participent le V0, le T0, le TRD et le déclencheur muon. Les autres détecteurs sont trop éloignés ou trop lents pour participer au niveau L0 ;

- L1 : il dispose d'une latence  $6,5 \mu\text{s}$  et traite les informations des détecteurs ZDC et TRD. C'est à ce niveau, en particulier, que les contaminations électromagnétiques sont rejetées à l'aide du ZDC ;
- L2 : c'est le niveau le plus lent qui prend la décision définitive de conserver ou de rejeter un événement après une latence de  $88 \mu\text{s}$  correspondant au temps de dérive des électrons dans la TPC.

Ce système est complété par un déclencheur de haut niveau noté HLT (*High Level Trigger*) qui permet d'effectuer une sélection plus fine des événements à travers une pré-reconstruction et une pré-analyse en ligne des données. Le rôle du HLT est de réaliser également une compression des données sans perte d'informations physiques.

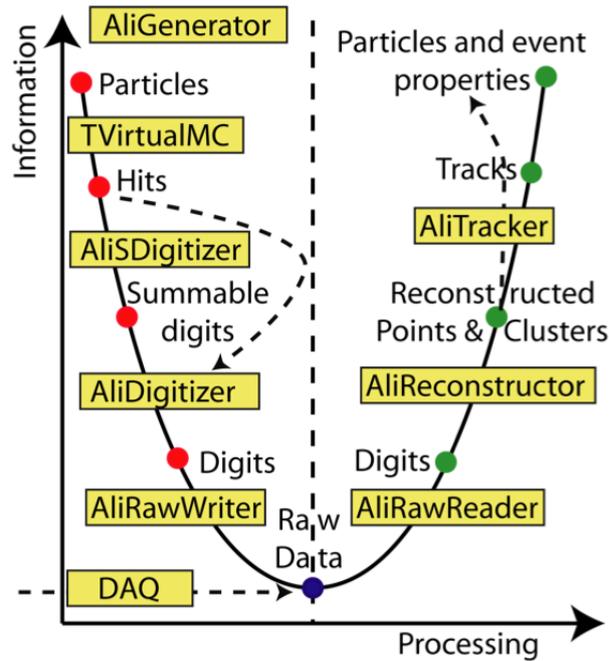
La procédure de fonctionnement de la DAQ d'ALICE [201, 204] est la suivante :

- le transfert des données vers la DAQ commence après réception par les détecteurs du signal de déclenchement de niveau L2,
- les données sont transférées aux LDC (*Local Data Concentrators*) qui sont chargés de la reconstruction des sous-événements via le DDL (*Detector Data Link*),
- dans le cas où le LDC est occupé, les données sont stockées dans la mémoire tampon d'une carte RORC (*ReadOut Receiver Card*),
- les algorithmes du HLT réduisent la taille des données à stocker,
- suivant la décision du HLT, une reconstruction totale ou partielle peut être lancée au niveau du GDC (*Global Data Collectors*),
- les données reconstruites sont stockées sur des supports permanents PDS (*Permanent Data Storage*).

Le taux maximum de transfert (après la compression du HLT) est de  $1,25 \text{ Go/s}$ . Pour le spectromètre à muons, avec un taux d'occupation de 5% et une fréquence du déclencheur muon de  $1 \text{ kHz}$ , cette bande passante est de l'ordre de  $0,24 \text{ Go/s}$ .

La reconstruction des données consiste à transformer les données brutes en fichiers ESD (*Event Summary Data*), de taille beaucoup plus petite, contenant les informations essentielles à l'analyse des collisions. À partir de ces fichiers ESD sont produits des fichiers AOD (*Analysis Object Data*) dédiés à l'analyse physique. La taille des données accumulées est phénoménale : 1 et  $12,5 \text{ Mo}$  pour respectivement 1 événement p-p et Pb-Pb. Cela conduit à  $\sim 2 \text{ Po/an}$ . C'est pour cette raison que le stockage et le traitement des données sont des aspects tout aussi importants que les détecteurs eux-mêmes. Cela a conduit à la mise en place d'une infrastructure informatique nommée LCG (*LHC Computing Grid*) permettant de distribuer le stockage et l'analyse des données dans plusieurs centres de calcul au niveau mondial.

En parallèle, toutes les informations concernant les détecteurs et les compteurs de déclenchement sont stockées dans le *Logbook* électronique [205, 206] et les calibrations et alignements des détecteurs dans un fichier nommé OCDB (*Offline Conditions Data Base*) [207, 208].



**FIGURE 2.5** – Procédure de génération et de reconstruction d'un événement dans le cadre d'ALIROOT.

Les deux outils de base utilisés pour la simulation, la reconstruction et l'analyse des données sont :

- ROOT [209] : il s'agit d'une structure servant à l'analyse de données, écrite en langage orienté objet C++. Elle permet par exemple : le stockage de données, le traitement des fichiers et l'affichage graphique des résultats. Elle contient des outils mathématiques et statistiques. Son développement a commencé en 1994 au CERN pour les besoins de la physique de haute énergie. Il est désormais utilisé dans d'autres domaines comme l'économie, la finance et même la biologie.
- ALIROOT [210] : il s'agit d'une structure développée sur la base de ROOT par la collaboration ALICE qui décrit l'environnement de l'expérience ALICE. Elle contient la géométrie des détecteurs ainsi que les outils nécessaires pour les simulations, la reconstruction et l'analyse d'événements. Ce projet a débuté en 1998 et est en constante évolution.

Le traitement des données dans le cadre d'ALIROOT est schématisé sur la figure 2.5. La partie gauche de ce diagramme représente la simulation des données [211] et la partie droite leurs reconstruction. Notons que les procédures de reconstruction et d'analyse des données sont identiques pour les données simulées et expérimentales.

## 2.3 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [212, 213] permet de mesurer la production des quarkonia ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ), des mesons de basse masse ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ), des saveurs lourdes ouvertes (D et B) et éventuellement des bosons de jauge ( $W^\pm$ ,

$Z^0$ ) via leur désintégration muonique. Son domaine de couverture en rapidité est défini positif tel que  $2,5 < y < 4$ , alors que la pseudo-rapacité respecte l'orientation d'ALICE de sorte que  $-4 < \eta < -2,5$ . Sa couverture azimutale est de  $2\pi$ . Une représentation schématique du spectromètre à muons est donnée par la figure 2.6. Ce système est composé de :

- quatre absorbeurs qui ont pour objectif de réduire le bruit de fond indésirable,
- un ensemble de 5 stations de trajectographie pour la reconstruction des traces muons,
- un système de déclenchement qui permet la sélection des événements,
- un aimant dipolaire nécessaire pour mesurer l'impulsion des muons.

Nous allons dans cette section tout d'abord décrire les différentes parties de ce détecteur avant de développer l'aspect des simulations et l'évaluation de leurs incertitudes systématiques associées.

### 2.3.1 Description de l'appareillage

#### Absorbeurs

Les particules produites lors d'une collision d'ions lourds peuvent interagir avec les détecteurs du spectromètre à muons en introduisant un bruit de fond et un taux d'occupation des chambres important. Le but des absorbeurs est alors de sélectionner uniquement des muons en absorbant les autres types de particules. Cette méthode repose sur la très faible section efficace d'interaction des muons avec la matière. Les épaisseurs ainsi que le choix des matériaux constituant les absorbeurs doivent être optimisés pour ne pas dégrader la qualité du signal et en particulier la résolution en masse invariante du détecteur.

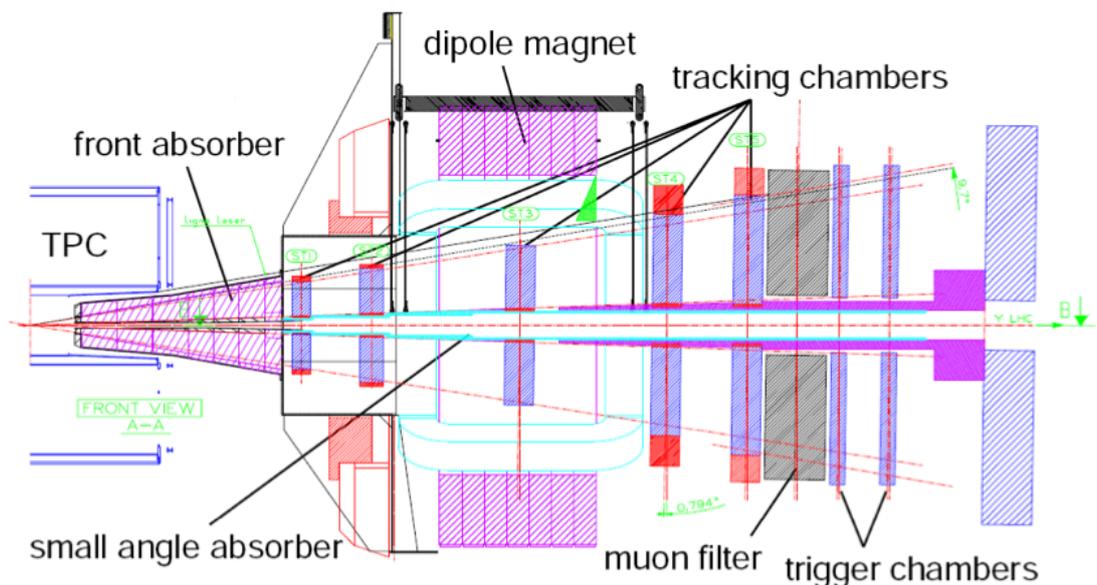
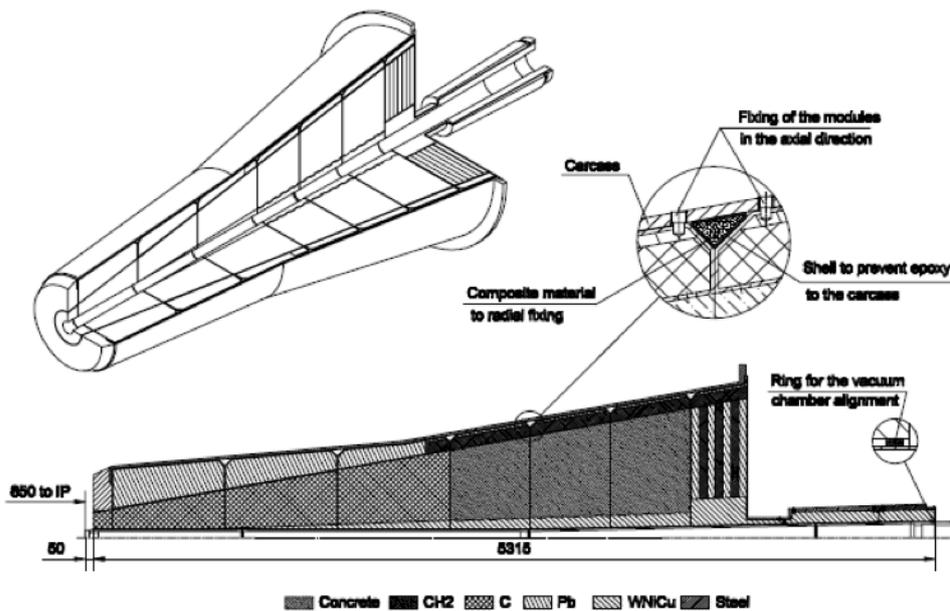


FIGURE 2.6 – Coupe longitudinale du spectromètre à muons d'ALICE.

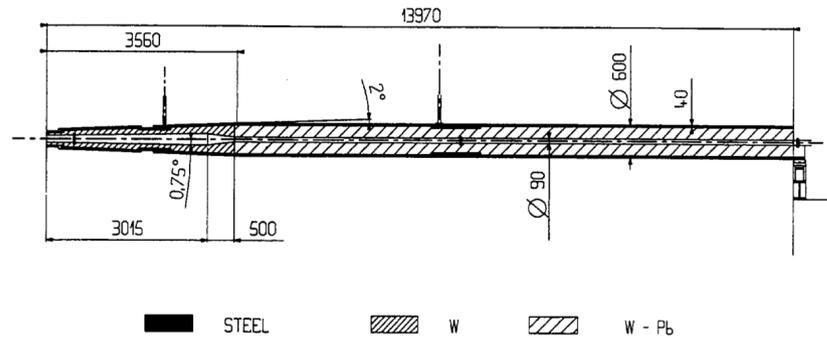
Un tel jeu d'absorbeurs introduit une coupure de  $4 \text{ GeV}/c$  sur l'impulsion totale des muons au niveau des chambres de déclenchement. Les absorbeurs sont les suivants :

**L'absorbeur frontal** consiste en un cône d'absorption situé à l'intérieur de l'aimant L3 à une distance de 90 cm du point d'interaction et d'une longueur de 4,13 m. Il a pour but d'atténuer le flux de hadrons émis dans l'acceptance du spectromètre. Sa composition a été étudiée pour avoir une faible longueur d'interaction permettant ainsi d'arrêter les pions et kaons issus de la collision le plus tôt possible, puis de "ralentir" au maximum les muons issus de leur décroissance (principale source du bruit de fond) ainsi que les produits d'interaction particules-matière. Néanmoins, cette longueur d'interaction est suffisamment grande pour ne pas trop altérer la trajectoire des muons issus des saveurs lourdes et donc la résolution en masse des résonances. Il protège également les détecteurs de la partie centrale des particules secondaires produites dans l'absorbeur lui-même.



**FIGURE 2.7** – Vue en coupe de l'absorbeur frontale du spectromètre à muons du détecteur ALICE.

Dans la partie proche de l'ITS le cône est composé de matériaux de faible numéro atomique (carbone, béton) afin de minimiser la perte d'énergie et la diffusion multiple de muons. La partie arrière est une succession de couches de plomb et de polyéthylène boré (éléments de masse atomique élevée) qui permettent d'absorber respectivement les photons et les neutrons de basse énergie. La couche externe de l'absorbeur est enrobée avec des matériaux denses (plomb et polyéthylène boré) dans le but de protéger la TPC des particules rétro-diffusées. La couche interne ( $2^\circ < \theta < 3^\circ$ ) est faite de plomb et de tungstène pour limiter la contamination des particules issues d'interactions faisceau-gaz. La figure 2.7 représente la structure de l'absorbeur frontale et ses dimensions.



**FIGURE 2.8** – Vue en coupe du blindage du tube faisceau au niveau du spectromètre à muons du détecteur ALICE.

**Le blindage du tube faisceau** enveloppe la ligne du faisceau et s'étend sur toute la longueur du spectromètre à muons comme illustré sur la figure 2.8. Il permet de protéger les détecteurs des particules produites à grande rapidité ainsi que celles issues d'interactions faisceau-gaz. Il est composé de matériaux denses tels que le tungstène, le plomb et l'acier.

**Le filtre à muons** de 1,2 m d'épaisseur en alliage de fer est intercalé entre la dernière chambre de trajectographie et la première chambre de déclenchement. Sa fonction est d'arrêter les particules énergétiques (pions, kaons, etc) qui ont traversées l'absorbeur frontal. Comme il est placé après les chambres de trajectographie il n'a aucun effet sur la résolution en masse. L'impulsion moyenne minimum pour qu'une particule atteigne le déclencheur muon après le filtre à muons est de  $\sim 4 \text{ GeV}/c$ .

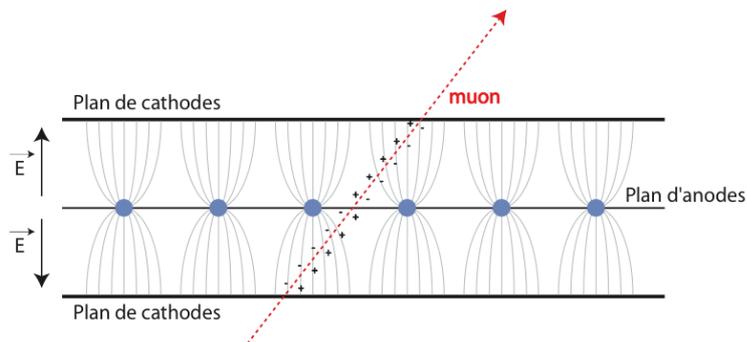
**L'absorbeur arrière** permet d'éliminer le bruit de fond du LHC provenant des interactions faisceau-gaz. L'intensité de ce signal est proportionnel à la luminosité des faisceaux. Il s'agit d'un mur de fer carré de 1,1 m de côté et de 1 m d'épaisseur installé derrière les chambres de déclenchement.

## Dipôle

L'aimant dipolaire est un élément essentiel du spectromètre puisqu'il permet de mesurer l'impulsion des muons. Positionné à 7 mètres du point d'interaction, juste à côté de l'aimant solénoïdal L3, il fournit un champ magnétique intégré en  $z$  de  $3 \text{ T}\cdot\text{m}$  afin d'obtenir une résolution spatiale inférieure à  $100 \mu\text{m}$  pour distinguer les résonances upsilon 1S, 2S et 3S ( $M \sim 10 \text{ GeV}/c^2$ ). C'est un aimant de type résistif (chaud) fonctionnant à température ambiante, constitué de bobines traversées par un courant continu et refroidit par eau. Le champ magnétique produit n'étant pas homogène, il a été nécessaire de le cartographier avant sa mise en service. La direction du champ magnétique produit est horizontal et perpendiculaire à l'axe du faisceau. La trajectoire des muons qui émergent de l'absorbeur est ainsi courbée dans le plan vertical appelé *bending plane*. Le *non-bending plane* est perpendiculaire à ce dernier et parallèle à l'axe du faisceau. À partir du rayon de courbure  $\rho$  et de la valeur du champ magnétique  $B$ , l'impulsion  $p$  des muons est donnée par :  $p = 0,3 B \rho \text{ GeV}/c$ .

## Trajectographe

Le système de trajectographie est composé de 5 stations de détection, chacune composée de deux plans identiques de détection (appelés chambres). Ces plans sont pavés par des chambres à fils à cathodes segmentées. Les dimensions des plans sont plus grandes que l'acceptance du spectromètre afin de prendre en compte les effets du champ magnétique et de bords. Les deux premières stations sont situées respectivement à 5,4 m et 6,8 m du point d'interaction. La station 3, placée à l'intérieur du dipôle, est à une distance de 9,7 m. Enfin, les deux dernières stations sont situées à 12,65 m et 14,25 m de l'IP.



**FIGURE 2.9** – Principe de fonctionnement d'une chambre à fils à cathodes segmentées.

Une chambre à fils, schématisée sur la figure 2.9, est composée d'un plan de fils (anode) inséré entre deux plans de cathodes reliés à la masse. Les fils sous haute tension ( $\sim 1650$  V) engendrent un champ électrique à l'intérieur de la chambre qui contient un mélange gazeux (80% Ar et 20%  $\text{CO}_2$ ). Lorsqu'une particule chargée traverse le milieu gazeux, des paires électron-ion dites primaires sont créées par ionisation. Sous l'action du champ électrique les charges libérées dérivent, les électrons sont attirés par les fils d'anode et les ions migrent vers la cathode. Au voisinage de l'anode, où le champ électrique est intense, les électrons subissent une accélération et peuvent ioniser de nouveau le gaz (effet d'avalanche) en libérant des électrons dits secondaires. Ainsi, les charges produites par le passage d'une particule induisent un signal positif sur les cathodes segmentées en pads. Ce signal est ensuite traité afin de pouvoir localiser le point de passage de la particule.

### Déclencheur muon

Le système de déclenchement du spectromètre à muons est constitué de quatre chambres de détection de type RPC (*Resistive Plate Chamber*). Ces chambres se composent de deux plaques résistives de bakélite, de feuilles de graphite alimentées en hautes tensions et de bandes de lecture suivant  $x$  et  $y$  disposant d'un total de 21 000 voies. Le temps de réponse du déclencheur muon est de l'ordre de 20 ns avec une montée du signal d'une durée de 2 ns. Le flux maximum de particules au niveau des chambres de déclenchement est de  $3 \text{ Hz.cm}^{-2}$  lors de collision Pb-Pb, pour un taux d'occupation maximum de

10%. À partir de la position des impacts sur les chambres de détections, il est possible d'évaluer [214] et d'appliquer des coupures sur l'impulsion transverse des muons. Deux seuils programmables de bas et haut  $p_T$  sont réalisés en parallèle par son électronique. Lorsqu'un événement correspond aux critères fixés, le déclencheur muon envoie un signal au système de déclenchement (CTP) qui renvoie alors un signal L0 aux chambres de trajectographie.

### 2.3.2 Simulations Monte Carlo

Du point de vue expérimental, il est indispensable de connaître et de maîtriser le comportement du spectromètre à muons pour effectuer des mesures de précision. Il est alors nécessaire de reproduire la fonction de réponse des différents détecteurs (trajectographe et déclencheur muon), la perte d'énergie dans l'absorbeur due en grande partie aux diffusions coulombiennes multiples et la résolution spatiale des chambres de trajectographie. L'une des informations essentielle est l'efficacité de détection (Cf. 5, p.129) qui permet de corriger les taux de particules mesurés pour ainsi obtenir les taux de particules produits. Pour cela, nous réalisons des simulations numériques. Une description des simulations effectuées dans le cadre du spectromètre à muons d'ALICE est disponible dans [215].

La simulation d'un événement se décompose en deux étapes :

- **la génération** des particules à l'aide de générateurs d'événements ou bien directement à partir des distributions cinématiques en impulsion transverse et rapidité d'une particule donnée. Un générateur d'événement permet de reproduire de manière numérique une collision en utilisant les modèles théoriques des processus physiques connus. Les deux générateurs les plus utilisés sont PYTHIA [216,217] et HIJING [218] pour la génération de collisions p-p et Pb-Pb respectivement. Ces générateurs utilisent des méthodes Monte Carlo aléatoires qui procèdent étape par étape.
- **la propagation** dans le détecteur des particules générées. Les interactions particule-matière sont décrites par des codes de transport tels que GEANT3 (*GEometry ANd Tracking*) et FLUKA [219]. Ces codes effectuent la décroissance des particules de faible temps de vie.

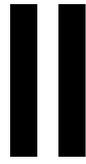
A la suite de ces deux étapes, des *hits* sont associés aux particules et retracent leur comportement dans le détecteur comme par exemple l'énergie déposée dans le détecteur ou encore les coordonnées spatiales de l'interaction. Ces données sont alors numérisées et converties en *digits*. Les informations des détecteurs lors de la prise de données (calibration, alignement, etc) peuvent être utilisés pour reproduire au mieux les conditions expérimentales. Enfin, les données simulées sont alors mises en forme sous un format brut dit *raw data*, identique à celui des données expérimentales.

Nous distinguons deux types de simulations dans ce manuscrit : les simulations dites *pures* et les simulations dites *enrichies*. Le premier consiste à générer des événements constitués d'un  $J/\psi$  dont les propriétés sont extraites des distributions cinématiques en impulsion transverse et en rapidité. La particule est produite au niveau du point d'interaction (vertex) idéal, c'est à dire

avec les coordonnées (0,0,0). Le second est identique aux simulations *pures*, à la différence près que la particule  $J/\psi$  est insérée dans un événement réel Pb-Pb de biais minimum et produite au niveau du vertex de l'événement enrichi. Ainsi, l'environnement ions lourds est reproduit et les effets d'occupation du détecteur sont pris en compte à travers la multiplicité de particules et peuvent être étudiés en fonction de la centralité.

## ALICE au LHC

Le LHC est le collisionneur de hadrons le plus grand du monde permettant d'atteindre une énergie nominale par paire de nucléons de 5,5 TeV en collision Pb-Pb, soit plus d'un facteur dix par rapport au RHIC. L'expérience ALICE est dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds. Elle dispose de 18 sous-systèmes afin de mesurer le plus grand nombre d'observables. Dans ce contexte, le spectromètre à muons, situé dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ , a été conçu avec un système de déclenchement spécifique pour mesurer la production des quarkonia ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ), des mesons de basse masse ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ), des saveurs lourdes ouvertes (D et B) et des bosons de jauge ( $W^\pm$ ,  $Z^0$ ) via leur désintégration muonique. La structure ALIROOT contient tous les outils numériques nécessaires pour la simulation, la reconstruction et l'analyse des données.



**Étude de la production de  $J/\psi$   
dans les collisions Pb-Pb**



- 3.1 Échantillon de prise de données
- 3.2 Description des déclencheurs
- 3.3 La tâche d'assurance qualité QA
- 3.4 Sélection physique des événements
- 3.5 Mesure de la centralité d'une collision
- 3.6 Sélection des traces muon

## Sélection des événements et traces

L'EXPERIENCE ALICE a enregistré des données durant la phase d'ions lourds du LHC en fin d'année 2011. Ce dernier a fourni des faisceaux stables composés de noyaux de plomb permettant de produire des collisions à une énergie dans le centre de masse par paire de nucléons  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV. Lors de telles collisions, de nombreux processus physiques entrent en jeu. Afin d'analyser un type de processus spécifique, il convient de faire une sélection sur les événements physiques produits lorsque les deux faisceaux de plomb se croisent au niveau du point d'interaction de l'expérience ALICE ou à son voisinage. Pour étudier la production des charmonia vers l'avant à travers leur canal de décroissance dimuonique à l'aide du spectromètre à muons d'ALICE, il nous faut sélectionner les interactions hadroniques produisant des muons dans l'acceptance du spectromètre.

Dans ce chapitre, nous exposons les différentes étapes permettant d'effectuer une sélection des événements. Ainsi, nous décrirons tout d'abord les conditions de prise de données durant la période de collisions Pb-Pb du LHC fin 2011. Nous discuterons ensuite des différentes configurations mises en place par l'expérience ALICE afin de sélectionner en ligne des événements spécifiques à l'aide de déclencheurs. Nous décrirons également les sélections effectuées pour s'assurer de la qualité des données récoltées ainsi que celles réalisées pour sélectionner les événements physiques. La méthode permettant d'estimer la centralité des collisions Pb-Pb sera également introduite. Enfin nous présenterons les sélections appliquées sur les traces reconstruites dans le spectromètre à muons afin d'en extraire uniquement celles correspondant à des muons.

### 3.1 Échantillon de prise de données

Durant les mois de novembre et décembre 2011, l'accélérateur LHC du CERN a délivré des collisions Pb-Pb à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV. Entre le 12 novembre et le 7 décembre, soit 26 jours, 39

remplissages du LHC ont permis de faire des collisions entre noyaux de plomb, ce qui correspond à un total de 191 heures et 33 minutes (7 jours pleins plus 23 heures et 33 minutes) de faisceau stable [220]. Cette période de prise de données est appelée LHC11h. Cinq types de schémas de remplissage des faisceaux en ions (Cf. 2.1.2, p.65) ont été utilisés :

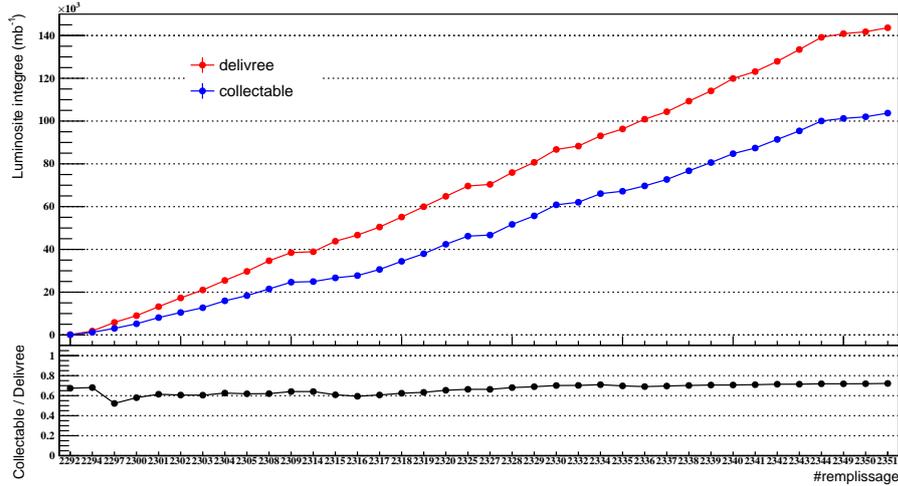
- Single\_2b\_1\_1\_1
- Single\_9b\_8\_8\_0\_1bpi9inj\_IONS
- 200ns\_170b\_168\_168\_0\_24bpi9inj\_IONS
- 200ns\_358b\_356\_336\_0\_24bpi15inj\_IONS
- 200ns\_352b\_344\_324\_0\_24bpi15inj\_IONS2

où le premier élément correspond à l'espacement entre paquets, Single signifie qu'un seul paquet a été injecté dans le LHC, le second représente le nombre de paquets par faisceau, tandis que le quatrième correspond au nombre de collisions de paquets au point d'interaction d'ALICE par tour. Les trois premiers schémas correspondent respectivement aux trois premiers remplissages (2290, 2292 et 2294) et les deux derniers, très semblables, ont été utilisés pour les 36 autres remplissages. Remarquons que les deux premiers schémas présentent un très faible niveau de remplissage ce qui correspond à une très faible luminosité délivrée.

La luminosité intégrée ( $\mathcal{L}_{\text{int}}$ ) délivrée par le LHC à l'expérience ALICE durant cette période (LHC11h) est de  $143,6 \mu\text{b}^{-1}$ . En considérant la section efficace de production d'une collision Pb-Pb  $\sigma_{\text{PbPb}} = 7,64 \pm 0,22(\text{sys}) \text{ b}$  [221] (Cf. 3.5, p.98), cela représente  $1,1 \cdot 10^9$  collisions Pb-Pb ce qui correspond à une fréquence moyenne d'interaction de 1,6 kHz. L'expérience ALICE a enregistré 181 runs dédiés à des analyses physiques d'une durée supérieure à 3 minutes. La durée totale de prises de données pendant les runs est de 146 heures et 51 minutes. La luminosité pouvant être collectée par ALICE (collectable) représente la luminosité délivrée par le LHC durant la prise de donnée effective, c'est à dire pendant les runs. Elle diffère de la luminosité collectée par la capacité d'ALICE d'enregistrer ou non l'ensemble des collisions Pb-Pb au cours d'un run, comme nous le verrons ci-après. L'écart entre la luminosité délivrée et collectable est due aux procédures suivantes (les pourcentages sont donnés par rapport au temps total de faisceau stable délivré par le LHC sur la période LHC11h) :

- temps mis pour le démarrage du premier run d'un remplissage ( $\approx 3\%$ ),
- temps de démarrage et d'arrêt des runs ( $\approx 10,5\%$ ),
- temps de pause pendant les runs ( $\approx 4,5\%$ ),
- temps pris pour la résolution des problèmes entre les runs ( $\approx 10\%$ ).

La luminosité collectable mesurée par le déclencheur VZERO (classe CVLN-B-NOPF-ALLNOTRD, Cf. 3.2, p.90) est de  $103,7 \mu\text{b}^{-1}$  ce qui représente  $7,9 \cdot 10^8$  collisions Pb-Pb. On en déduit l'efficacité de prise de données de l'expérience ALICE pour la période LHC11h qui est de 72%. L'évolution des luminosités intégrées délivrée par le LHC et collectable par ALICE en fonction des numéros de remplissage est donnée par la figure 3.1. L'efficacité de prise de données y est représentée par le rapport luminosité collectable sur délivrée.



**FIGURE 3.1** – Luminosité intégrée délivrée par le LHC à l’expérience ALICE et collectable par ALICE pour la période LHC11h en fonction du numéro de remplissage. Le rapport représente l’efficacité de prise de données.

Les systèmes d’acquisition de l’expérience ALICE n’étant pas assez rapides pour lire l’ensemble des collisions produites, une sélection des événements est réalisée en utilisant différentes conditions de déclenchement pour lesquelles différents groupes de détecteurs sont lus (Cf. 3.2, p.90). En effet, le temps mis pour lire les différents sous systèmes diffère selon la technologie employée. Le SDD (Cf. 2.2.2, p.70) est le détecteur qui demande le temps de lecture le plus long lorsque tous les détecteurs sont lus :  $1024 \mu\text{s}$  dû au temps de dérive des charges. Pour limiter le temps durant lequel les détecteurs ne collectent pas d’information (temps-mort) à une valeur raisonnable de 33% maximum, il convient de prendre des données pour une fréquence de collision inférieure à 320 Hz ( $\tau_{acq} = 0.33/1024 \cdot 10^{-6}$ ). Le taux d’acquisition corrigé du temps mort s’écrit :

$$\tau_{acqcorr} = \frac{\tau_{acq}}{1 + (\tau_{acq} \cdot t_{mort})} \approx 240\text{Hz}$$

À partir de ce taux d’acquisition corrigé et du temps de prise de données total, nous pouvons estimer le nombre d’événements enregistrables en supposant qu’il s’agit uniquement de collisions de biais minimum (Cf. 3.2, p.90). Dans ce cas, le nombre d’événements serait de l’ordre de  $1.3 \cdot 10^8$ , ce qui correspondrait à une luminosité intégrée de  $17 \mu\text{b}^{-1}$ . Cette valeur est très inférieure aux  $103,7 \mu\text{b}^{-1}$  collectables. Afin de s’assurer une grande luminosité intégrée, ALICE a mis en place une stratégie basée sur des classes de déclenchement (Cf. 3.2, p.90) et la définition de groupes de détecteurs dont les temps-mort de lecture diffèrent. Ainsi, un partage du temps d’acquisition entre les classes de déclenchement et la gestion de leurs taux de déclenchement (Cf. 2.2.4, p.76), a permis d’atteindre, par exemple, une luminosité intégrée d’environ  $70 \mu\text{b}^{-1}$  pour le déclencheur dimuon (MUL). En terme de quantités de données brutes à traiter en sortie des détecteurs, cela représente 3151 TB. Après compression, ce nombre est ramené à 806 TB qui sont enregistrés sur bandes. Le nombre total d’événements collectés après reconstruction, quelle que soit la classe de

déclenchement, est de 132 434 490.

Lors d'un croisement de paquets au niveau de la région nominale d'interaction, il est possible que plusieurs interactions se produisent. Il s'agit d'un effet d'empilement. Dans ce cas de figure, le déclencheur ne compte qu'une seule interaction ce qui conduit à une réduction du taux de déclenchement. La configuration de l'expérience ALICE ne permet pas d'identifier en ligne plusieurs interactions qui interviennent simultanément. C'est le traitement hors-ligne des données issues du détecteur ITS (Cf. 2.2.2, p.70) qui conduit à la reconstruction d'un ou plusieurs vertex d'interaction. Cependant, ces événements ne peuvent être isolés et donc analysés. Il est donc important d'estimer l'occurrence de ce phénomène qu'il convient d'éviter.

Le nombre moyen d'interactions par croisement de paquets  $\mu$  s'exprime :

$$\mu = \frac{\sigma \cdot \mathcal{L}}{N_{\text{paquet}} \cdot f_{\text{rev}}}$$

Le numérateur représente le nombre d'interactions et le dénominateur correspond au taux de croisements de paquets. La contrainte géométrique  $f_{\text{rev}}$  représente la fréquence de révolution du LHC, c'est à dire le nombre de tours qu'effectue un paquet de plomb par seconde, qui s'élève à 11 245 Hz. Afin d'estimer la valeur maximale du phénomène d'empilement atteinte lors de la période LHC11h, nous étudions le remplissage pour lequel le pic de luminosité instantanée a été le plus élevé, à savoir le numéro 2328 avec un schéma de remplissage qui comporte 336 paquets et pour lequel  $\mathcal{L} = 437 \cdot 10^{24} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Nous obtenons le taux d'interaction  $\mu = 8,9 \cdot 10^{-4}$ . En supposant que le phénomène d'empilement suive une loi de poisson, la probabilité d'avoir deux collisions par événement déclenché est d'environ  $4 \cdot 10^{-7}$ . Le taux de déclenchement est alors réduit d'un facteur :  $(1 - e^{-\mu})/\mu = 10^{-4}$ . La contribution du phénomène d'empilement est donc négligeable.

Les détecteurs (Cf. 2.2.2, p.70) utilisés pour réaliser les analyses présentées dans les chapitres suivants sont : MCH, MTR, VZERO, T0, SPD et ZDC. Tous servent également de déclencheur sauf le MCH. Tous les résultats présentés par la suite proviennent de l'analyse de la dernière reconstruction des données de la période LHC11h. Les fichiers de données utilisés sont les AOD\_119 (Cf. 2.2.4, p.76).

## 3.2 Description des déclencheurs

Durant la période de prise de données Pb-Pb 2011 (LHC11h), différentes configurations de déclenchement (Cf. 2.2.4, p.76) ont été mises en place afin de sélectionner en ligne des types d'événements spécifiques. Une configuration de déclenchement se définit par la somme logique de signaux émis par plusieurs déclencheurs. Les différents signaux de déclenchement que peuvent fournir les détecteurs sont listés dans le tableau 3.1. Cette liste ne concerne que les déclencheurs utilisés pour les analyses décrites dans les chapitres suivants. Selon la configuration de déclenchement, tous les détecteurs ne sont pas lus. Des

TABLE 3.1 – Signaux de déclenchement associés aux déclencheurs.

Détecteur	Signal	Description
VZERO	0VBA	N hit $\geq 1$
	0VBC	N hit $\geq 1$
	0VLN	seuil bas V0A & V0C
	0VHN	seuil haut V0A & V0C
	0VHO	seuil haut V0A & V0C
MTR	0MSL	muon simple, seuil bas $p_T$
	0MSH	muon simple, seuil haut $p_T$
	0MUL	2 muons de signes opposés, seuil bas $p_T$
	0MUH	2 muons de signes opposés, seuil haut $p_T$
	0MLL	2 muons de même signe, seuil bas $p_T$
	0MLH	2 muons de même signe, seuil haut $p_T$
ZDC	1ZAC	ZNA & ZNC
T0	0TVX	T0 vertex $\pm 10\text{cm}$
SPD	0SM2	multiplicité couche extérieure $\geq 2$

groupes de détecteurs qui correspondent aux différentes configurations sont définis. Une configuration est identifiée par un nom et une classe de déclenchement. La nomenclature des classes de déclenchement tient compte des groupes de détecteurs lus. Seules les configurations nécessaires aux analyses présentées dans les chapitres suivants seront discutées dans cette section.

La configuration de base permettant de sélectionner des collisions hadroniques est appelée de *biais minimum* (MB). Elle permet de sélectionner toutes les collisions Pb-Pb. C'est pourquoi tous les détecteurs sont lus lors d'un tel déclenchement. Cela entraîne un temps mort important, principalement dû au temps de lecture de la TPC et du SDD (Cf. 2.2.2, p.70). En ce qui nous concerne, à savoir la mesure de la production de charmonia vers l'avant à travers leur canal de décroissance dimuonique, ce type de configuration n'est pas la plus appropriée. En effet, afin d'augmenter la statistique d'événements dans lesquels au moins un muon traverse le spectromètre à muons, différentes configurations basées sur le déclencheur Muon (Cf. 2.3.1, p.82) sont définies. Les différentes configurations décrites ci-dessous sont résumées dans le tableau 3.2.

La configuration MB est définie par la coïncidence de signaux dans les détecteurs VZERO-A et VZERO-C (Cf. 2.2.2, p.70) synchronisés avec le passage de deux paquets de plomb qui entrent en collision au niveau du point d'interaction. Cette configuration permet d'obtenir une grande efficacité de déclenchement ( $> 95\%$ ) pour les interactions hadroniques. La classe associée est nommée PBI1 et s'écrit de manière logique 0VBA & 0VBC. Pour améliorer sa pureté, un seuil sur l'énergie déposée en coïncidence dans les détecteurs ZDC (Cf. 2.2.2, p.70) rejette les contributions électromagnétiques au niveau L1 (Cf. 2.2.4, p.76). Deux autres configurations MB ont également été utilisées afin de sélectionner des événements correspondant à des collisions Pb-Pb centrales (0-10%) et semi-centrales (10-50%) que nous développerons dans la section 3.5 (p.98) et noterons par la suite Centrale et Semi-Centrale respectivement. Pour

**TABLE 3.2** – Définition des configurations de déclenchement et de leur nom de classe en fonction des signaux issus des déclencheurs. La nomenclature des classes permet de retrouver toutes les informations liées aux conditions des déclencheurs pour l'événement considéré.

Configuration	Nom de classe	Définition
MB	CPBI1-B-NOPF-ALLNOTRD CPBI2_B1-B-NOPF-ALLNOTRD	PBI1=0VBA & 0VBC (L0) PBI2=PBI1 & 1ZAC (L1)
Muon simple	CPBI1MSL-B-NOPF-MUON CPBI1MSH-B-NOPF-MUON	SL=PBI1 & 0MSL SH=PBI1 & 0MSH
Dimuon	CPBI1MUL-B-NOPF-MUON CPBI1MLL-B-NOPF-MUON	MUL=PBI1 & 0MUL MLL=PBI1 & 0MLL
Centrale	CVHN_R2-B-NOPF-ALLNOTRD CCENT_R2-B-NOPF-ALLNOTRD	0VHN 0VHN & 0TVX
Semi-Centrale	CVLN_R1-B-NOPF-ALLNOTRD CSEMI_R1-B-NOPF-ALLNOTRD	0VLN 0VLN & 0TVX

cela un seuil est appliqué sur les amplitudes des détecteurs VZERO avec ou sans coupure sur la position du vertex de la collision suivant  $z$  mesurée par le détecteur T0.

Le groupe de détecteurs lus associé aux classes MB est appelé *ALL* et contient tous les détecteurs (Cf. 2.2.2, p.70) : ACO, CPV, EMC, FMD, HMP, MCH, MTR, PHO, PMD, SDD, SPD, SSD, T0, TOF, TPC, VZERO et ZDC. Un second groupe de lecture est défini en retirant uniquement le TRD et appelé *ALLNOTRD*. Ce dernier disposant d'une plus grande statistique, il sera utilisé par la suite pour les analyses.

Le déclencheur Muon (MTR) est capable d'évaluer l'impulsion transverse et la charge du ou des muons qui le traversent, permettant ainsi de réaliser plusieurs configurations. Celles-ci sont toutes basées sur le déclencheur MB (PBI1) au niveau L0 (Cf. 2.2.4, p.76), auquel on ajoute un signal provenant du déclencheur Muon. Les seuils bas et haut appliqués sur le  $p_T$  du muon durant la période LHC11h sont respectivement de 1 et 4 GeV/ $c$ . Le groupe de détecteurs lus pour les classes de déclenchement utilisant le déclencheur Muon est appelé *MUON* et contient les détecteurs suivants (Cf. 2.2.2, p.70) : MCH, MTR, SPD, SSD, T0, VZERO, ZDC. Ce nombre restreint de détecteurs permet d'obtenir un temps mort de lecture plus faible dominé par le trajectographe à muons qui est d'environ 300  $\mu s$ .

### 3.3 La tâche d'assurance qualité QA

Afin d'effectuer des analyses de physique sur les données récoltées il est nécessaire de s'assurer de la qualité de celles-ci. En effet, il est important d'éliminer, par exemple, tout biais pouvant être lié à d'anormales performances des détecteurs. C'est ce à quoi s'attelle la tâche d'assurance qualité (QA). Cette sélection s'effectue au niveau des runs. Elle fournit en sortie une liste de runs utilisable pour les analyses envisagées. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons aux muons détectés à l'aide du spectromètre à muons, c'est pourquoi nous discuterons dans cette section du QA muon essentiellement à

travers les critères et observables de bases.

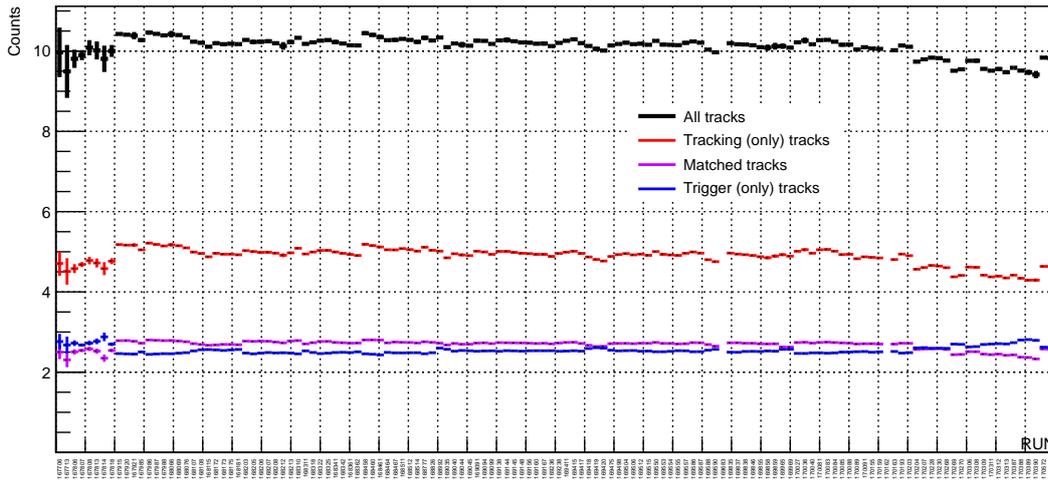
La première étape consiste à ne conserver que les runs vérifiant certains critères de base comme la présence du spectromètre dans la partition. Il s'agit d'une sélection effectuée sur les informations dites "en ligne" (*online*) accessibles dans le *Logbook* électronique (Cf. 2.2.4, p.76). Les critères appliqués sont les suivants :

- Période : LHC11h
- Partition : PHYSICS\_1
- Durée : > 10 min
- Type de Run : PHYSICS
- Courant du dipole (kA) : [-6] ou [+6]
- Enregistrement GDC mStream : Oui
- Énergie de faisceau (GeV) : [3500]
- Faisceau : Stable
- Détecteurs de déclenchement : au moins MUON\_TRG
- Détecteurs en acquisition : au moins MUON\_TRG, MUON\_TRK, SPD
- Transfert effectué pour les détecteurs de lecture et GRP
- Données des détecteurs de lecture validées pour reconstruction

Le dernier critère ci-dessus correspond au travail effectué par les experts de chaque détecteur au moment de la prise de données. Suite à cette sélection, nous obtenons une liste de 139 runs permettant des analyses muon dont seulement 136 ont été reconstruits. Parmi ces 136 runs, deux (169683 et 170162) n'avaient d'activé que le déclencheur MB et deux autres (170389 et 170390) n'avaient d'activés que les déclencheurs MB et Muon (pas de déclencheur central ou semi-central).

À partir de cette liste de runs, la tâche du QA muon est exécutée sur les fichiers de données ESD (Cf. 2.2.4, p.76). Elle fournit en voie de sortie plusieurs observables qui permettent de vérifier la stabilité de l'état du spectromètre à muons et plus particulièrement son efficacité de détection.

Une de ces observables correspond au nombre de traces reconstruites dans le spectromètre à muons par événement déclenché en fonction des runs. Trois types de traces peuvent être définies dans le spectromètre à muons selon qu'elles soient reconstruites à la fois dans le trajectographe et le déclencheur à muons ou uniquement dans l'un des deux. La figure 3.2 représente cette information pour le déclencheur MUL. On constate une assez bonne stabilité sur toute la période sauf pour les 8 premiers et 19 derniers runs. Au début de la période Pb-Pb 2011, le LHC a délivré des faisceaux de très basse luminosité correspondant aux 8 premiers runs collectés par ALICE. Dans ces conditions, le nombre de traces reconstruites est légèrement plus faible. Pour les 19 runs de la fin de période, la diminution du nombre de traces reconstruites uniquement dans le trajectographe a pour origine la perte de plusieurs éléments de détection. Cette observation est directement reliée à l'efficacité du trajectographe (Cf. 5.1, p.130).

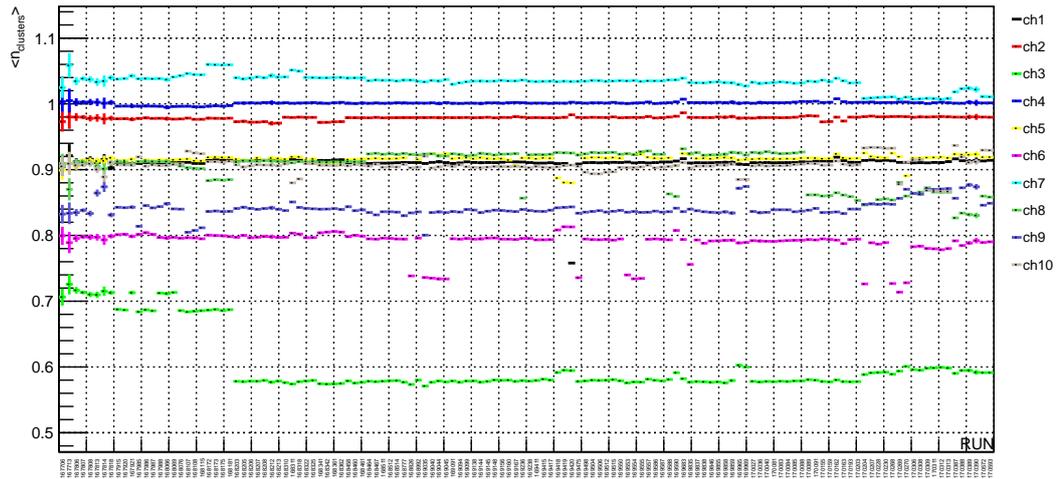


**FIGURE 3.2** – Nombre de traces reconstruites dans le spectromètre à muons par événement déclenché MUL en fonction des runs sélectionnés.

Il est également intéressant de regarder plus en détail le nombre de clusters par trace reconstruite. La figure 3.3 permet d’observer la distribution du nombre moyen de clusters par trace pour les 10 chambres du trajectographe en fonction des runs sélectionnés. Dans le cas idéal où les chambres du trajectographe seraient 100% efficaces, ces valeurs moyennes devraient être supérieures ou égales à 1. Le fait d’avoir une valeur supérieure à 1 est dû à la superposition partielle des éléments de détection dans une chambre ce qui conduit à la possibilité d’associer dans cette chambre deux clusters à une même trace. C’est ce qu’on observe pour la chambre 7 sur la figure 3.3. De manière générale, on constate une stabilité du nombre moyen de clusters avec des fluctuations dues à la perte d’éléments de détection. La chambre 3, en particulier, montre une forte diminution à partir du run 168203 ce qui correspond à la perte complète d’un des 4 cadrans de la chambre. Ces pertes d’efficacité locale vont affecter ou non l’efficacité de reconstruction des traces selon que la redondance de détection est ou non brisée par d’autres pannes (Cf. 5.1, p.130), ce qui n’est pas le cas pour la chambre 3 mais l’est par exemple dans le cas des 19 derniers runs pour la chambre 7.

Le QA muon permet également de contrôler l’état du déclencheur du spectromètre à muons en mesurant son efficacité de déclenchement en fonction des runs. Pour qu’une trace soit reconstruite dans le déclencheur à muons, il faut qu’y soit associé un hit dans au moins trois des quatre chambres, indépendamment dans le plan de courbure de la trace (due au champ du dipôle) et dans le plan de non-courbure. L’algorithme développé pour calculer cette efficacité est décrit en détail dans [222]. La probabilité de satisfaire les conditions du déclencheur à muons (3 chambres touchées sur 4) en fonction des runs sélectionnés présente une très bonne stabilité pour une valeur globale supérieure à 99%.

D’autres observables issues du QA muon basées sur la taille des clusters (nombre de pads, Cf. 2.3.1, p. 82), le  $\chi^2$  associé aux traces reconstruites, la



**FIGURE 3.3** – Valeur moyenne du nombre de clusters par trace de la chambre  $ch_i$  en fonction du numéro de run.

charge des traces, le nombre d'événements des différents déclencheurs, etc, permettent également de vérifier plus en détail l'état du spectromètre. Finalement, après sélection et analyse des données de la période LHC11h par le QA muon, nous disposons de 136 runs permettant d'effectuer des analyses de physique pour lesquels l'état du spectromètre est stable. Parmi ces runs, 134 disposent des informations du déclencheur muon que nous allons utiliser pour les analyses décrites dans ce manuscrit. La luminosité intégrée de cet échantillon est d'environ  $70 \mu\text{b}^{-1}$  (Cf. 6.3, p.156). Le détail des numéros de runs est donné dans l'annexe A.

### 3.4 Sélection physique des événements

Afin de sélectionner uniquement des interactions hadroniques, et ce avec la plus grande efficacité possible, une seconde vérification des données est effectuée hors-ligne au niveau des événements. Cette étape est réalisée par la tâche *Physics Selection* présente dans la structure Aliroot et est automatiquement appliquée lors de la procédure de création des fichiers AOD (Cf. 2.2.4, p.76). Il s'agit de rejeter les événements dits de bruit de fond, comme les interactions faisceau-gaz ou les collisions satellites liées à la structure du faisceau. Cette tâche sélectionne les événements qui :

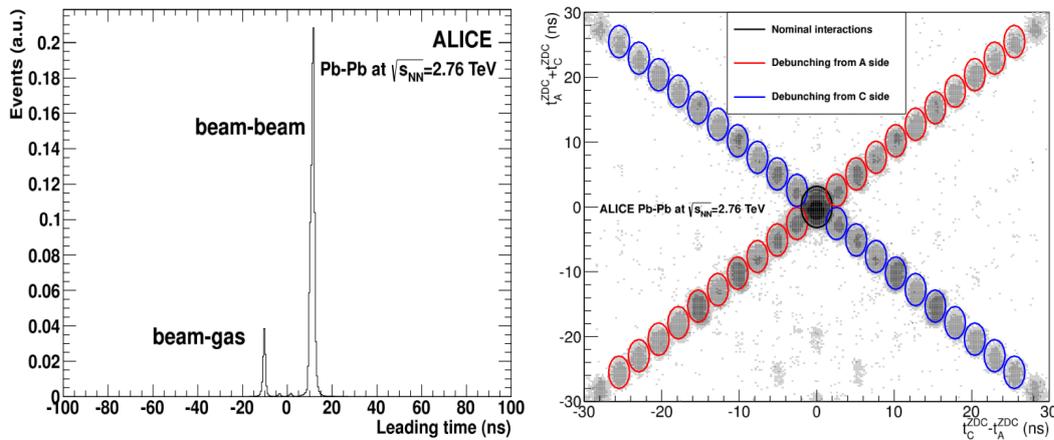
1. ont le type d'événement PHYSICS
2. ont le déclencheur d'interaction, *i.e.* le déclencheur de croisement de paquets.
3. satisfont les conditions du déclencheur en ligne en utilisant les données hors-ligne.
4. ne sont pas identifiés comme bruit de fond par les détecteurs VZERO.
5. ne sont pas identifiés comme des collisions satellites par la coupure temporelle des détecteurs ZDC.

Le premier point correspond aux événements enregistrés lors de runs dit de PHYSICS, c'est à dire lorsque le LHC délivrait des faisceaux stables permettant d'effectuer des collisions. Le second point utilise la classe de déclencheur

PBI1 à savoir un signal dans les deux détecteurs VZERO A et C. Le troisième point permet de vérifier les critères appliqués en ligne (Cf tableau 3.2, p.92) en les recalculant hors-ligne. Une meilleure résolution temporelle est ainsi obtenue pour les détecteurs VZERO en utilisant la totalité des informations collectées. Enfin, les deux derniers points sont décrits dans les paragraphes suivants.

Une des sources de bruit de fond produit par la machine est due à l'interaction du faisceau avec le gaz résiduel du tube faisceau ou bien à l'interaction d'ions localisés dans le halo du faisceau avec une structure mécanique de la machine. Ce type d'événement se produit généralement en dehors de la région nominale d'interaction des deux faisceaux. Les particules produites génèrent alors des signaux dans les détecteurs VZERO décalés en temps par rapport à celles provenant d'une collision se produisant dans la région nominale d'interaction. Ainsi, il est possible de rejeter ces événements en utilisant les informations temporelles des détecteurs VZERO. Le graphique de gauche de la figure 3.4 [221] illustre ce phénomène. Il représente le nombre de coups en fonction du temps relatif d'arrivée des particules dans le détecteur VZERO A par rapport au temps de croisement des faisceaux. On y observe deux pics. Celui de droite correspond aux événements faisceau-faisceau et celui de gauche aux événements liés au bruit de fond. Les signaux résiduels présents entre les pics proviennent des collisions satellites (définies ci-après).

Une autre source de bruit de fond induit par la machine est due aux collisions parasites dites *satellites* provenant d'ions non localisés dans l'emplacement de remplissage principal. Les éléments radiofréquence du LHC à 400 MHz permettent d'obtenir 10 emplacements (godets) radiofréquences équidistants dans un intervalle de temps de 25 ns entre les positions de deux paquets nominaux. Les godets sont donc espacés de 2,5 ns. Le LHC ne peut remplir qu'un seul de ces godets en ions appelé godet principal. Cependant, des ions peuvent se déplacer d'un godet à celui se trouvant à côté. Ainsi, des collisions peuvent se produire entre des ions tous deux localisés dans les godets princi-

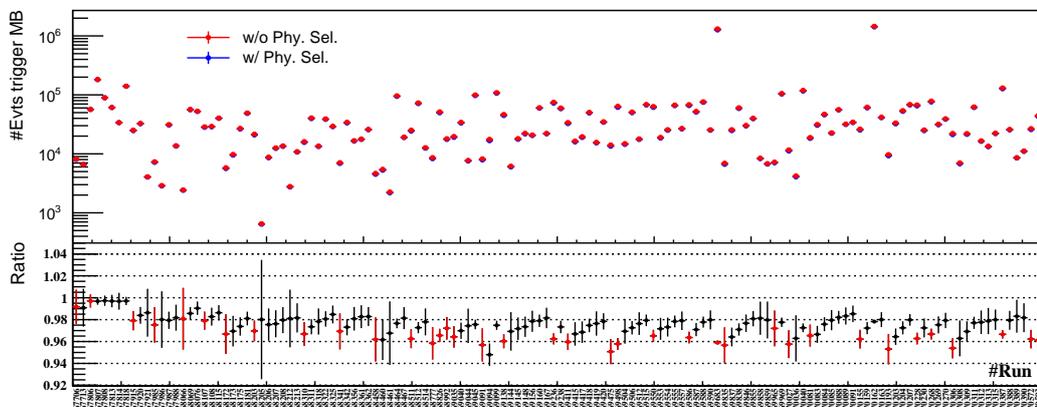


**FIGURE 3.4** – Distribution en temps du signal dans le détecteur VZERO A (gauche). Corrélations entre la somme et la différence des signaux temporels enregistrés par les deux détecteurs ZDC situés de part et d'autre de la zone d'interaction (droite).

paux des paquets rentrant en collision (principal-principal), mais aussi entre un ion provenant d'un godet principal et un autre provenant d'un godet secondaire (principal-satellite) et enfin entre des ions tous deux délocalisés des godets principaux (satellite-satellite).

Les interactions autres que principal-principal correspondent aux collisions satellites. La position du vertex pour ce type de collisions se trouve décalée de la quantité  $k \times 2,5 \text{ ns} / 2 \times c = 37,5 \text{ cm}$  pour  $k=1$ , *i.e.* pour un ion délocalisé dans le godet voisin du principal. Ces événements sont à considérer comme bruit de fond et sont rejetés en utilisant la corrélation entre la somme et la différence des signaux temporels mesurés par les détecteurs ZDC comme illustré sur le graphique de droite de la figure 3.4 [221]. On y observe au centre les collisions principal-principal représentées par un cercle noir. Les diagonales correspondent aux collisions principal-satellite selon le côté d'origine du faisceau porteur de l'ion délocalisé (A ou C). On remarque que les cercles rouges et bleus qui représentent ce type de collisions sont espacés d'une durée de 2,5 ns correspondant à l'espacement des godets. Enfin, les collisions satellite-satellite correspondent aux amas visibles en bas de la figure, au milieu, avec une très faible statistique. Les collisions parasites peuvent également être rejetées en appliquant une coupure sur la position du vertex.

Après application de la tâche *Physics Selection*, la contribution d'événements de bruit de fond produits par la machine est négligeable. Les nombres d'événements par run avant et après application de la *Physics Selection* pour la classe de déclenchement MB sont donnés par le graphique du haut de la figure 3.5. La fluctuation de statistique d'un run à l'autre est essentiellement due à leur durée. Le rapport des deux en bas de la figure 3.5 correspond au taux d'événements rejetés. Les points rouges représentent le premier run de chaque remplissage. Cela nous permet d'observer l'évolution du taux d'événements rejetés au sein d'un même remplissage. On remarque que le nombre d'événements rejetés diminue en fonction de la durée d'un remplissage. Cela est à mettre en relation avec la diminution progressive de l'intensité des faisceaux qui induit une réduction d'événements de bruit de fond. De plus, il est



**FIGURE 3.5** – Nombre d'événements MB avant et après application de la tâche *Physics Selection* en fonction des numéros de run. Le rapport permet d'estimer le taux d'événements rejetés.

intéressant de constater que les huit premiers runs, réalisés avec des schémas de remplissage impliquant une très faible intensité de faisceau, n'ont quasiment aucun événement rejeté par la *Physics Selection*.

Le tableau 3.3 donne les nombres d'événements avant et après application de la tâche *Physics Selection* pour les différents déclencheurs utilisés dans ce manuscrit. Les deux dernières colonnes donnent la statistique finale disponible pour ces déclencheurs dans leurs intervalles de centralité respectifs (Cf. 3.5, p.98) ainsi que la luminosité intégrée correspondante.

**TABLE 3.3** – Statistique par déclencheur intégrée sur les 136 runs validés de la période LHC11h avec différentes sélections. Tout d'abord avant *Physics Selection*,  $N^{\text{bPS}}$ , puis après,  $N^{\text{aPS}}$ , et enfin avec une coupure sur la centralité estimée,  $N_{\text{CentCut}}^{\text{aPS}}$ . La luminosité intégrée est également indiquée.

Configuration (Cent)	$N^{\text{bPS}}$	$N^{\text{aPS}}$	$N_{\text{CentCut}}^{\text{aPS}}$	$\mathcal{L}_{\text{int}} (\mu\text{b}^{-1})$
ALL (0-100%)	125 750 886	99 648 319	99 648 319	n.a.
MB (0-90%)	7 481 261	7 283 965	6 694 154	0,97
Central (0-10%)	44 207 730	28 491 515	26 786 959	35,1
SemiCentral (10-50%)	32 078 019	31 253 899	23 199 899	7,6
SL (0-90%)	6 361 905	5 788 082	5 783 838	4,1
MUL (0-90%)	19 920 339	17 337 299	17 333 743	69,4
MLL (0-90%)	23 093 261	20 190 337	20 185 203	n.a.

### 3.5 Mesure de la centralité d'une collision

Il est usuel d'introduire dans le domaine de la physique des ions lourds le concept portant sur la centralité d'une collision. Puisque les noyaux sont des objets étendus, le volume de la région d'interaction hadronique dépend du recouvrement des deux noyaux qui entrent en collision (figure 1.9). Ce recouvrement est décrit par le paramètre d'impact  $b$  de la collision définit comme la distance entre les centres des noyaux dans le plan transverse à l'axe des faisceaux (Cf. 1.3, p.30, figure 1.9). Le nombre de nucléons participant à la collision dans le volume initial de recouvrement est noté  $N_{\text{part}}$ <sup>1</sup>. Le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon entre les nucléons participants est noté  $N_{\text{coll}}$ .

Les collisions hadroniques peuvent être modélisées par le modèle de Glauber [223, 224]. Ce modèle, purement géométrique, décrit une collision nucléaire comme la superposition d'interactions binaires nucléon-nucléon. Il est largement utilisé pour décrire la dépendance du nombre de participants ( $N_{\text{part}}$ ) et du nombre de collisions binaires ( $N_{\text{coll}}$ ) en fonction du paramètre d'impact  $b$  pour les collisions p-A, d-A et A-A. Il permet également de calculer la fonction de recouvrement géométrique nucléaire  $T_{\text{AA}}$  définie tel que  $T_{\text{AA}} = N_{\text{coll}}/\sigma_{\text{NN}}^{\text{ine}}$ , où  $\sigma_{\text{NN}}^{\text{ine}}$  est la section efficace hadronique inélastique nucléon-nucléon. Cette

1. On définit alors le nombre de nucléons spectateurs comme étant  $N_{\text{spec}} = 2A - N_{\text{part}}$  où  $A$  représente le nombre de masse du noyau considéré.

fonction est souvent utilisée pour comparer des observables liées à des processus durs dans les collisions A-A et p-p comme c'est le cas dans le calcul du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  (Cf. 7, p.159). L'utilisation du  $T_{AA}$  permet de s'extraire de l'incertitude liée à  $\sigma_{NN}^{\text{ine}}$ <sup>2</sup>.

Des collisions sont générées à l'aide de simulations Monte Carlo basées sur le modèle de Glauber et convolué à un modèle simple de production de particules basé sur une distribution binomiale négative (NBD). L'utilisation d'une NBD est motivée par le fait qu'elle reproduit les mesures de la multiplicité des particules chargées  $d\sigma/dN_{\text{ch}}$  dans les collisions de biais minimum p-p et p- $\bar{p}$ , pour un large intervalle en rapidité [229]. Cela permet de simuler une distribution de multiplicité qui peut être directement comparée aux mesures expérimentales. A l'aide des collisions simulées nous pouvons estimer la section efficace Pb-Pb totale  $\sigma_{\text{PbPb}}$  comme étant la valeur géométrique corrigée par la fraction d'événements avec au moins une collision nucléon-nucléon, soit :

$$\sigma_{\text{PbPb}} = \frac{N_{\text{evt}}(N_{\text{coll}} \geq 1)}{N_{\text{evt}}(N_{\text{coll}} \geq 0)} \pi b_{\text{max}}^2$$

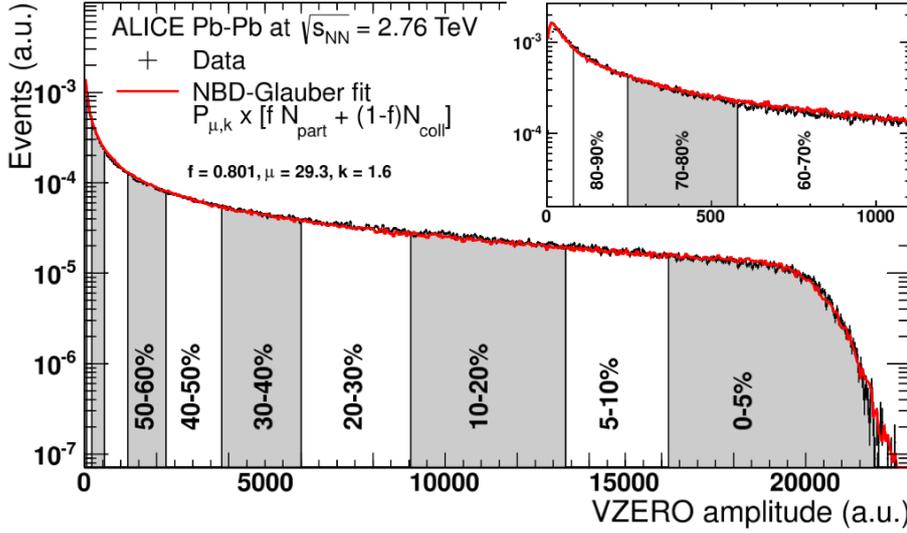
Le résultat obtenu,  $\sigma_{\text{PbPb}} = 7,64 \pm 0,22(\text{sys.})$  b, est en accord avec la mesure effectuée par ALICE  $\sigma_{\text{PbPb}} = 7,7 \pm 0,1(\text{stat.})^{+0,6}_{-0,5}(\text{sys.})$  b [230].

Le paramètre d'impact  $b$  de la collision n'est pas directement mesurable tout comme les variables géométriques  $N_{\text{part}}$  et  $N_{\text{coll}}$ . En revanche, il est accessible de façon indirecte à travers la mesure d'observables expérimentales telle que la multiplicité moyenne de particules chargées produites,  $N_{\text{ch}}$ , qui diminue de façon monotone plus le paramètre d'impact augmente. Dans cette étude, la mesure de la centralité sera effectuée à partir de l'amplitude des signaux enregistrés dans les scintillateurs des détecteurs VZERO (Cf. 2.2.2, p.70), dont la somme est directement proportionnelle à  $N_{\text{ch}}$ . La centralité s'exprime habituellement comme un pourcentage de la section efficace totale d'interaction nucléaire [224]. Dans ALICE, la centralité,  $\text{cent}$ , est définie comme le pourcentage de la section efficace hadronique MB,  $\sigma_{\text{MB}}$ . La centralité correspondant au seuil  $N_{\text{ch}}^{\text{THR}}$  dans le spectre en multiplicité de particules s'exprime :

$$\text{cent} \approx \frac{1}{\sigma_{\text{AA}}} \int_{N_{\text{ch}}^{\text{THR}}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dN'_{\text{ch}}} dN'_{\text{ch}}$$

Néanmoins, aux énergies du LHC, les ions lourds circulent à une vitesse relativiste et génèrent un fort champ électromagnétique qui conduit à une très grande section efficace des processus QED. Ces processus contaminent la section efficace hadronique uniquement dans les collisions les plus périphériques. La détermination de la centralité est donc limitée à la région pour laquelle ce type de contamination est négligeable [221].

2. Pour des collisions nucléaire à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, nous utilisons  $\sigma_{\text{NN}}^{\text{ine}} = 64 \pm 5$  mb, estimée par interpolation à partir de données p-p à différentes énergies et des mesures de rayons cosmiques [225-227]. Cette interpolation est en bon accord avec la mesure obtenue par ALICE  $\sigma_{\text{NN}}^{\text{ine}} = 62,8^{+2,4}_{-4}(\text{model}) \pm 1,2(\text{lumi})$  mb [228].



**FIGURE 3.6** – Distribution de l’amplitude des signaux mesurés dans le VZERO. La distribution est ajustée par la NBD-Glauber représentée par la ligne. Les classes de centralité sont indiquées. L’encart montre un zoom de la région la plus périphérique.

Un point d’ancrage (AP) est défini comme étant l’amplitude seuil du VZERO correspondant à 90% de la section efficace hadronique MB. Ce point sert de valeur absolue et correspond à la multiplicité de particules pour laquelle la pureté de l’échantillon de données et l’efficacité de la sélection des événements est de 100% [221]. Il est estimé via deux méthodes. La première est basée sur l’utilisation de simulations *complètes* (intégrant des processus hadroniques et EM avec une description détaillée du détecteur) afin d’étudier l’efficacité de la sélection des événements et d’estimer la contamination résiduelle. La distribution réelle de la multiplicité de particules est alors corrigée (efficacité et pureté) et donne un accès direct à l’AP. La seconde consiste à localiser, à l’aide d’un ajustement, la divergence entre les données et des simulations de type Glauber dans le spectre en multiplicité due aux effets d’efficacité et de contaminations résiduelles. Une incertitude systématique de 1% a été estimée sur l’AP en faisant varier les paramètres des deux modèles.

Cette source d’incertitude systématique (expérimentale) doit être propagée à toute observable mesurée selon la classes de centralité étudiée. Pour cela, nous avons extrait le nombre de  $J/\psi$  en faisant varier de  $\pm 1\%$  les limites des classes de centralités utilisées dans cette analyse. Les variations obtenues pour les différentes classes de centralité sont reportées dans la dernière colonne du tableau 3.4. L’incertitude est faible pour les classes centrales et augmente plus elles sont périphériques.

Pour une valeur en amplitude donnée du VZERO, la centralité est alors égale au rapport de l’intégrale du spectre en amplitude au delà de cette valeur sur l’intégrale du spectre au delà du point d’ancrage (AP). Par exemple, si  $V_0$  représente l’amplitude du VZERO, la classe de centralité 0-10% est définie par  $V_{010}$  satisfaisant :

$$\frac{\int_{V_{010}}^{\infty} (dN_{evt}/dV)dV}{\int_{V_{0,AP}}^{\infty} (dN_{evt}/dV)dV} = \frac{1}{9}$$

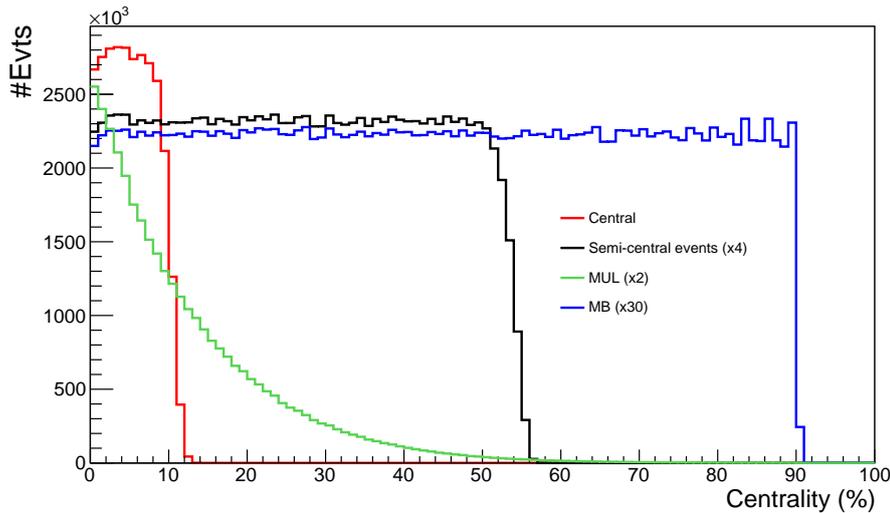
**TABLE 3.4** – Valeurs des paramètres géométriques  $N_{\text{part}}$ ,  $N_{\text{coll}}$  et  $T_{\text{AA}}$  en fonction des classes de centralités définies par des coupures sur le paramètre d'impact  $b$  (fm). Les valeurs moyennes et systématiques sont calculées à partir de simulations Monte Carlo basées sur le modèle de Glauber [221]. L'incertitude systématique associée à la détermination de l'AP est également reportée.

centralité (%)	$b_{\text{min}}$ (fm)	$b_{\text{max}}$ (fm)	$\langle N_{\text{part}} \rangle$	$\langle N_{\text{coll}} \rangle$	$\langle T_{\text{AA}} \rangle$ (mb $^{-1}$ )	sys. AP (%)
0-10	0,00	4,91	$356 \pm 4$	$1500 \pm 165$	$23,7 \pm 0,8$	0,8
10-20	4,91	6,95	$260 \pm 4$	$921 \pm 96$	$14,5 \pm 0,45$	0,3
20-30	6,95	8,51	$186 \pm 3$	$557 \pm 54$	$8,70 \pm 0,27$	0,2
30-40	8,51	9,81	$128 \pm 3$	$320 \pm 30$	$5,00 \pm 0,18$	0,9
40-50	9,81	10,97	$84,7 \pm 2,4$	$171 \pm 16$	$2,65 \pm 0,12$	1,7
50-60	10,97	12,03	$52,4 \pm 1,6$	$84,3 \pm 7,0$	$1,35 \pm 0,07$	2,5
60-70	12,03	12,99	$29,8 \pm 0,9$	$37,8 \pm 2,8$	$0,59 \pm 0,03$	3,4
70-80	12,99	13,89	$15,3 \pm 0,5$	$15,6 \pm 1,0$	$0,24 \pm 0,016$	4,4
80-90	13,89	14,87	$7,48 \pm 0,22$	$6,23 \pm 0,32$	$0,098 \pm 0,008$	5,5
0-90	0,00	14,87	$124 \pm 2$	$401 \pm 41$	$6,31 \pm 0,21$	0
0-20	0,00	6,95	$308 \pm 4$	$1210 \pm 130$	$19,1 \pm 0,61$	0,6
20-40	6,95	9,81	$157 \pm 3$	$438 \pm 42$	$6,8 \pm 0,23$	0,5
40-90	9,81	14,87	$38 \pm 1$	$63 \pm 5$	$0,99 \pm 0,05$	2,4
60-90	12,3	14,87	$18 \pm 1$	$20 \pm 1$	$0,31 \pm 0,02$	2,4

La correspondance entre les classes de centralité et l'amplitude du VZERO est représentée sur la figure 3.6.

Enfin, un ajustement du spectre de l'amplitude mesurée par le VZERO est réalisé avec l'amplitude simulée à l'aide du NBD-Glauber. Il s'agit de la ligne rouge sur la figure 3.6. Ainsi, une classe de centralité définie par des coupures dans la distribution mesurée correspond à la même classe dans la distribution simulée, avec les mêmes coupures. Cela crée une connexion entre une variable expérimentale mesurée et les paramètres géométriques d'une collision nucléaire utilisés dans le Monte Carlo de Glauber. À partir de ce lien, nous pouvons calculer le nombre moyen de participants  $\langle N_{\text{part}} \rangle$ , le nombre moyen de collisions binaires  $\langle N_{\text{coll}} \rangle$  et la fonction de recouvrement nucléaire moyenne  $\langle T_{\text{AA}} \rangle$  pour une classe de centralité qui est définie par des coupures dans la distribution en multiplicité mesurée. En particulier, cela permet de faire le lien entre l'amplitude mesurée du VZERO et le paramètre d'impact  $b$  de la collision dans le modèle de Glauber. Le tableau 3.4 donne les valeurs moyennes des quantités  $N_{\text{part}}$ ,  $N_{\text{coll}}$  et  $T_{\text{AA}}$  pour différentes classes de centralité ainsi que les valeurs du paramètre d'impact  $b$  extraites des simulations Glauber. Les incertitudes systématiques sont obtenues en faisant varier de manière indépendante les paramètres du modèle de Glauber dans leurs incertitudes estimées respectives.

Finalement, la figure 3.7 représente les distributions de la centralité des événements, calculée à partir de la méthode décrite ci-dessus, correspondants aux classes de déclenchement MB, Centrale, Semi-centrale et MUL, pour les 136 runs sélectionnés par le QA muon, après application de la *Physics Selection*. Un facteur de normalisation arbitraire indiqué dans la légende est appliqué sur les classes MB, Semi-centrale et MUL afin d'améliorer la lisibilité de la figure. Les statistiques des classes de déclenchement diffèrent car un partage en temps au niveau du système d'acquisition a été effectué lors de la prise de données



**FIGURE 3.7** – Distribution de la centralité mesurée pour différentes classes de déclenchement. Un facteur arbitraire est appliqué pour les classes MB, Semi-centrale et MUL.

afin de privilégier les événements dits *rare*s (Cf. 2.2.4, p.76). C'est pourquoi la classe MB présente une statistique très faible comparée aux autres classes de déclenchement. La distribution de la centralité mesurée est plate pour les classes MB ce qui montre la bonne stabilité de la méthode. Un faible effet de bord pour la classe Centrale est visible autour de 10% et nécessite de réduire l'intervalle de centralité à 0-7,5% (Cf. 6.1, p.150). La décroissance exponentielle de la classe MUL est directement liée à sa condition de déclenchement (deux muons supérieurs à 1 GeV/c) qui sélectionne des processus physiques dont la section efficace suit une évolution en fonction de la centralité différente de la section efficace hadronique. Les nombres d'événements MUL, intégrés sur les 136 runs analysés, sont reportés dans le tableau 3.5 en fonction des classes de centralités étudiées.

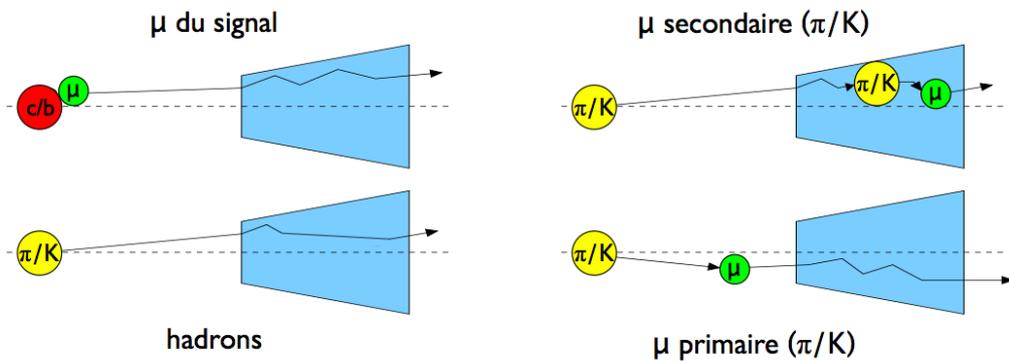
**TABLE 3.5** – Nombres d'événements MUL en fonction des classes de centralité étudiées.

centralité (%)	$N_{evt}^{MUL}$
0-10	9450453
10-20	4440403
20-30	2030759
30-40	869442
40-50	346314
50-60	128128
60-70	45631
70-80	16506
80-90	6107
0-90	17333743
0-20	13890856
20-40	2900201
40-90	542686
60-90	68244

## 3.6 Sélection des traces muon

Après sélection faite des événements, il convient de définir les coupures standards appliquées sur les traces contenues dans les événements afin d'améliorer la pureté de l'échantillon de muons. Ces coupures permettent de sélectionner uniquement les muons produits vers l'avant qui traversent le spectromètre à muons tout en rejetant les traces de bruit de fond. Le spectromètre à muons de l'expérience ALICE a été conçu de telle sorte que la grande majorité des traces qui le traversent ne soient que des muons. Pour ce faire, plusieurs absorbeurs ont été placés (Cf. 2.3.1, p.79) à l'avant des chambres de trajectographie, entre le trajectographe et le déclencheur muon, à l'arrière du déclencheur muon et autour du tube faisceau.

Les muons mesurés proviennent de la décroissance de quarkonia dont le charmonium  $J/\psi$ , de la décroissance de saveurs lourdes comme les mesons  $D$  et  $B$ , et essentiellement de la décroissance de pions et de kaons. Les muons issus principalement des pions et kaons peuvent être émis avant l'absorbeur frontal (primaires) mais aussi au sein même de l'absorbeur (secondaires). Enfin des hadrons suffisamment énergétiques peuvent également traverser l'absorbeur frontal et être reconstruits dans le trajectographe. Ces différentes contributions sont illustrées sur la figure 3.8. Rappelons qu'une impulsion minimum de 4 GeV/c en moyenne est nécessaire à une particule pour atteindre le déclencheur muon.



**FIGURE 3.8** – Représentation des différentes sources de muon qui traversent le spectromètre.

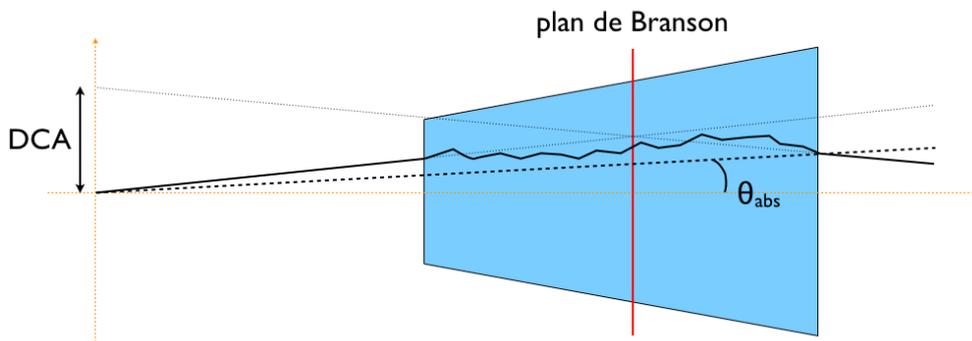
Après avoir sélectionné les traces reconstruites dans le spectromètre, trois types de coupure sont effectués, à savoir une coupure géométrique, une coupure sur le signal éventuellement associé dans le déclencheur muon et enfin une coupure sur le  $pDCA$  (décrit ci-dessous).

Une première sélection sur les traces muons reconstruites dans le trajectographe concerne leurs caractéristiques géométriques. Il s'agit de ne conserver que les traces qui passent à travers l'absorbeur frontal situé entre le point d'interaction de la collision et les chambres de trajectographie tout en excluant les traces qui peuvent entraîner des effets de bord indésirables.

Tout d'abord, une coupure sur la pseudo-rapacité,  $\eta$  (Cf. 20, p.30), des traces est appliquée de manière à rejeter les traces qui ne rentrent pas dans la région d'acceptance couverte par le spectromètre à muons, à savoir l'intervalle  $-4 < \eta < -2,5$ .

Ensuite, une autre coupure est appliquée sur l'angle depuis le vertex d'interaction entre la position de la trace au bout de l'absorber frontal et l'axe du faisceau ( $\theta_{\text{abs}}$ ) comme illustré sur la figure 3.9. La condition requise pour que la trace soit conservée est  $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$ . Ainsi, les traces produites à de petits angles qui traversent la partie dense de l'absorber frontal le long du tube faisceau (Cf. 2.3.1, p.79) et qui subissent d'avantage de diffusions coulombiennes multiples sont rejetées. Les traces muons émises au bord de l'absorber frontal ( $\theta_{\text{abs}} > 10^\circ$ ) sont également rejetées. Cette sélection permet également de supprimer une partie des traces qui ne proviennent pas de la zone d'interaction. Il s'agit principalement des traces issues d'interactions entre le faisceau et le gaz contenu dans le tube faisceau ou produites par des interactions secondaires dans l'absorber proche du tube faisceau.

Une sélection géométrique est effectuée au niveau des dimuons reconstruits (association de deux muons de signes opposés) qui représentent les potentiels  $J/\psi$  provenant de la collision. Afin de définir une fenêtre précise en acceptance liée aux caractéristiques du spectromètre dans laquelle nos analyses seront effectuées, une coupure sur la rapidité des paires de muons de signes opposés ( $2,5 < y_{\text{Dimuon}} < 4$ ) est appliquée.



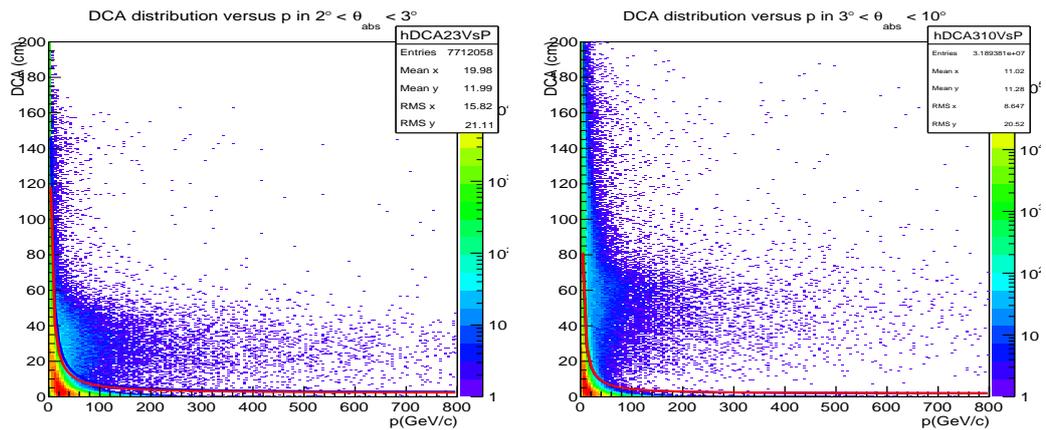
**FIGURE 3.9** – Schéma illustrant les caractéristiques géométriques d'une trace qui traverse l'absorber frontal du spectromètre à muons.

Une seconde sélection permet de ne conserver que les traces reconstruites dans le trajectographe qui sont associées à un signal dans le déclencheur muon (appelé par la suite appariement). Rappelons qu'un mur de fer de 1,2 m d'épaisseur est positionné entre le trajectographe et le déclencheur muon et que le seuil bas sur l'impulsion transverse des traces dans le déclencheur muon est de 1 GeV/c. Ainsi, cette contrainte sur les traces permet de rejeter les hadrons qui sont stoppés par le mur de fer et les muons de bas  $p_T$  principalement issus de la désintégration de pions et kaons.

Enfin, une coupure additionnelle a été développée sur le  $p \times \text{DCA}$ , où  $p$  est l'impulsion totale de la traces et DCA est la distance dans le plan transverse au

faisceau entre la position extrapolée de la trace reconstruite dans le trajectographe et la position du vertex comme illustré sur la figure 3.9. Le but de cette coupure est de sélectionner les traces qui proviennent du vertex d'interaction. En effet, les diffusions coulombiennes multiples conduisent à une dispersion du DCA qui est approximée par une distribution gaussienne dont la largeur dépend du matériaux traversé et est inversement proportionnelle à  $p$ . Cette coupure inclut des corrections additionnelles pour tenir compte de la résolution en impulsion et en angle du spectromètre. Bien qu'un seuil à  $5\sigma$  sur le  $p \times \text{DCA}$  permet de ne quasiment pas rejeter de signal, son effet sur l'extraction du signal  $J/\psi$  est négligeable. Il a donc été choisi de ne pas appliquer cette coupure pour l'étude du  $J/\psi$  décrite dans ce manuscrit.

Les deux graphiques de la figure 3.10 représentent la distribution du DCA des traces en fonction de leur impulsion totale  $p$ . La coupure  $p \times \text{DCA}$  est représentée par la courbe rouge. Deux intervalles sont étudiés en fonction de l'angle  $\theta_{\text{abs}}$  pour prendre en compte les différentes compositions de l'absorbeur frontal. Le graphique de gauche correspond aux traces avec  $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 3^\circ$  et celui de droite avec  $3^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$ . Cette sélection permet de rejeter avec une plus grande efficacité les traces issues d'interactions entre le faisceau et le gaz contenu dans le tube faisceau, qui ne pointent pas sur le vertex d'interaction. Elle est également très utile pour supprimer les fausses traces reconstruites dans le trajectographe. Il s'agit de traces produites par l'association aléatoire de clusters ou de fragments de traces par l'algorithme de trajectographie. Elles apparaissent lorsque la multiplicité de particules traversant tout ou partie du spectromètre est importante, comme dans les collisions Pb-Pb centrales. Là encore, ces fausses traces ne sont pas orientée vers le vertex d'interaction. Elles correspondent aux nuages de points présents sur les graphiques de la figure 3.10.



**FIGURE 3.10** – Distribution de la distance d'approche minimale (DCA) des traces muon en fonction de leur impulsion  $p$ . Deux intervalles angulaires selon  $\theta_{\text{abs}}$  sont présentés :  $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 3^\circ$  (gauche) et  $3^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$  (droite). Les courbes rouges représentent la coupure  $p\text{DCA}$  appliquée.

### Échantillon de données LHC11h

Après application du QA muon et de la *Physics Selection*, nous disposons de 134 runs pour la classe de déclenchement MUL de la période LHC11h, qui correspondent à un total de 17 333 743 événements pour la classe de centralité 0-90%. Cet échantillon de données équivaut à une luminosité intégrée d'environ  $70 \mu\text{b}^{-1}$ . Les résultats présentés dans les chapitres suivants correspondent aux fichiers de données AOD119.

Les coupures standards sur les muons sont les suivantes :  $-4 < \eta < -2,5$ ,  $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$  et correspondance entre les traces reconstruites et les signaux de déclenchement. Une seule coupure est réalisée au niveau des dimuons reconstruits :  $2,5 < y_{\text{Dimuon}} < 4$ .

- 4.1 Caractérisation du signal
- 4.2 Spectre de masse invariante brut
- 4.3 Spectre de masse invariante avec mixage d'événements
- 4.4 Extraction du signal et incertitude systématique

## Extraction du signal

$$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

À PARTIR DE L'ÉCHANTILLON constitué des muons détectés dans le spectromètre à muons d'ALICE et de leurs propriétés physiques associées (impulsion, énergie, rapidité et charge), nous allons dans la suite de ce manuscrit étudier les propriétés du PQG à travers l'analyse du charmonium  $J/\psi$ . La première étape est celle de l'extraction du nombre brut de  $J/\psi$  reconstruits à travers son canal de décroissance dimuonique (schéma de la figure 4.1). Pour cela, la méthode couramment utilisée consiste à construire le spectre en masse invariante des paires de muons de signes opposés<sup>1</sup>. La formule suivante permet de calculer la masse invariante associée à une paire de muons à partir de leurs propriétés physiques :

$$m_{\mu^+\mu^-} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos\theta_{12})} \quad (4.1)$$

Nous réalisons ce calcul pour toutes les combinaisons possibles de muons de signes opposés détectés dans un même événement. Après analyse de tous les événements disponibles de l'échantillon de données après les sélections décrites dans le chapitre précédent, nous obtenons les spectres de la figure 4.2 pour la région  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$ ,  $0 < p_{T\mu^+\mu^-} < 8 \text{ GeV}/c$ ,  $2,5 < y_{\mu^+\mu^-} < 4$  et l'intervalle de centralité 0-90%.

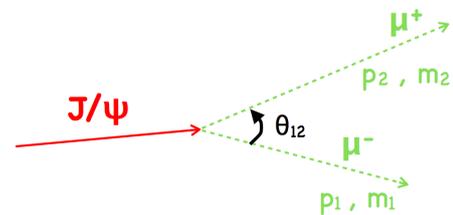
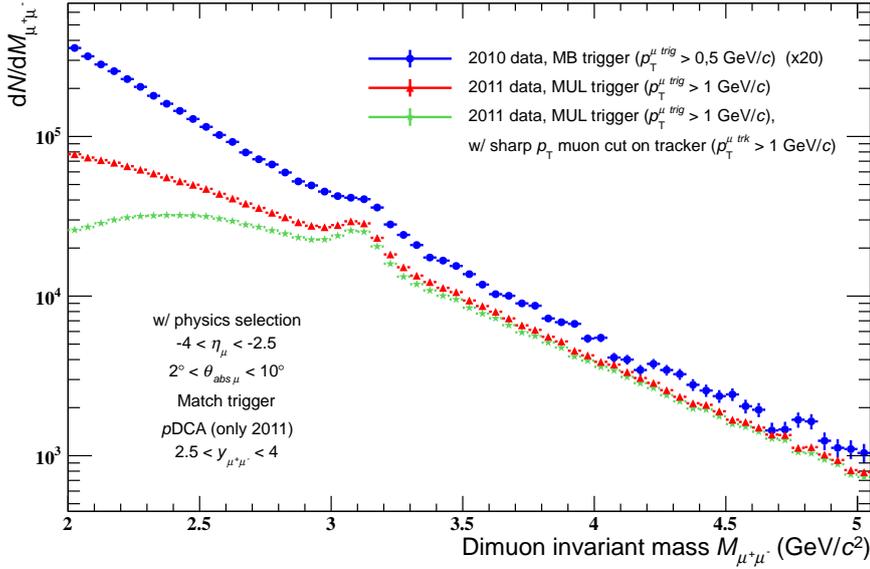


FIGURE 4.1 – Schéma du canal de décroissance dimuonique d'un  $J/\psi$ .

1. Dans la suite, sauf indications contraires, lorsque nous parlerons de paire de muons il s'agira implicitement de muons de signes opposés.



**FIGURE 4.2** – Distribution de la masse invariante des paires de muons issues des données collectées en 2010 et 2011 autour de la masse du  $J/\psi$  ( $2 < m_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$ ).

Les deux courbes inférieures correspondent aux événements collectés en 2011 et sélectionnés à l'aide de la classe de déclenchement MUL, *i.e.* avec une coupure basse de  $1 \text{ GeV}/c^2$  sur l'impulsion transverse des muons déterminée par le système de déclenchement ( $p_T^{\mu \text{ trig}}$ ). Une coupure supplémentaire sur l'impulsion transverse des muons déterminée au niveau de la trace reconstruite dans le trajectographe ( $p_T^{\mu \text{ track}}$ ) est appliquée pour la courbe verte (étoiles). La différence entre ces deux distributions, principalement à basse masse, provient de la faible précision associée à la méthode employée pour déterminer l'impulsion transverse des muons dans le déclencheur (Cf. 2.3.1 p.82).

La courbe bleue correspond aux événements collectés en 2010 avec le déclencheur MB. Les sélections réalisées sur les muons étaient les mêmes qu'en 2011 à la différence du seuil sur le  $p_T$  des muons déterminé par le déclencheur. Pour les données 2010, toutes les traces reconstruites dans le trajectographe associées à un signal dans le déclencheur avec  $p_T^{\mu \text{ trig}} > 0,5 \text{ GeV}/c$  étaient sélectionnées. Dans un souci de visibilité, un facteur multiplicatif arbitraire (indiqué dans la légende) a été appliqué et illustre la différence de statistique entre les deux périodes liée à la plus grande luminosité délivrée et à l'utilisation du déclencheur muon en 2011.

Un pic autour de  $3.1 \text{ GeV}/c^2$  correspondant au signal  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  est clairement visible sur ces trois spectres. Le signal se trouve au dessus d'un continuum dit de bruit de fond. La statistique disponible dans les données 2011 nous permet d'étudier le taux de production de  $J/\psi$  en fonction de la centralité mais également en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité des dimuons. Neuf intervalles de 10% sont réalisés pour la centralité des événements entre 0 et 90%. Les intervalles en  $p_T$  et  $y$  sont choisis de manière à coïncider avec ceux effectués dans l'analyse des données p-p [231] qui servent de référence dans la détermination de l'observable  $R_{AA}$  (Cf. 7, p.159). Ainsi, six intervalles

de 1 GeV/c entre 0 et 6 GeV/c et un entre 6-8 GeV/c sont utilisés en fonction du  $p_T$  des dimuons et six de 0,25 en fonction de leur rapidité.

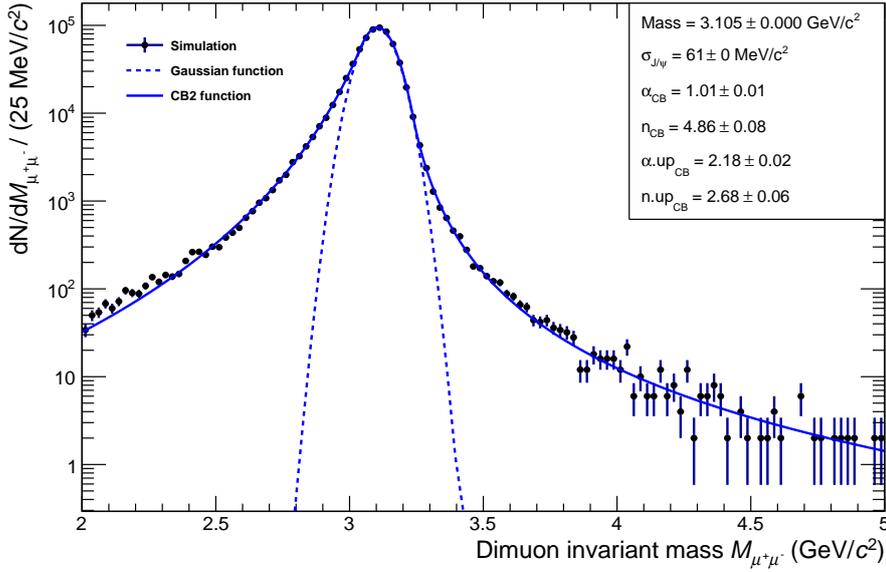
La première méthode employée pour extraire le nombre de  $J/\psi$  potentiels, reconstruits à partir de la distribution de masse invariante des dimuons, consiste à ajuster la somme de deux fonctions mathématiques au spectre brut. L'une décrit le signal et l'autre le bruit de fond combinatoire. Une seconde méthode consiste tout d'abord à reproduire le bruit de fond à l'aide de la technique du mixage d'événements pour ensuite le soustraire au spectre et ainsi obtenir une distribution ne présentant qu'un faible bruit de fond résiduel. Un ajustement est ensuite réalisé de la même manière que la première méthode à l'aide de deux fonctions. L'intégrale de la fonction représentant le signal donne accès au nombre de  $J/\psi$ . L'incertitude statistique associée prend en considération l'incertitude des paramètres libres de l'ajustement. La procédure est répétée en modifiant les paramètres fixes de l'ajustement afin d'obtenir une incertitude systématique.

## 4.1 Caractérisation du signal

Le traitement statistique du spectre produit par les différentes combinaisons possibles de paires de muons permet de caractériser le signal  $J/\psi$  par une fonction dérivée d'une gaussienne centrée à la masse du  $J/\psi$  avec une largeur directement reliée à la résolution de reconstruction des traces détectées dans le spectromètre à muons. Pour déterminer la forme exacte du signal nous utilisons des simulations Monte Carlo (MC) (Cf. 2.3.2 p.83) dans lesquelles la configuration réelle du spectromètre est prise en compte et la génération des  $J/\psi$  est basée sur des distributions cinématiques en impulsion transverse et en rapidité extrapolées à partir des données disponibles du RHIC, de Fermilab et du LHC [232].

Deux types de simulation sont réalisées. La première, dite simulation *pures*  $J/\psi$ , consiste à générer des  $J/\psi$ , à les faire décroître en deux muons et à les propager, à l'aide du code de transport GEANT3, à travers la modélisation du spectromètre et la simulation de sa fonction de réponse. La seconde dite simulation enrichie consiste à incorporer les  $J/\psi$  simulés dans des événements réels (*embedding*). Cela permet de prendre en compte l'effet de l'occupation du détecteur par les particules sous-jacentes de l'événement lors de la reconstruction des traces et ainsi d'évaluer son impact sur l'efficacité de reconstruction du  $J/\psi$ , qui sera d'autant plus important que les collisions Pb-Pb seront centrales.

À partir de ces simulations nous pouvons étudier plus en détail le signal  $J/\psi$  en l'isolant. Pour les simulations *pures*  $J/\psi$ , le signal est déjà isolé puisqu'il n'y a pas de bruit de fond, tous les muons reconstruits proviennent des  $J/\psi$  générés. Au contraire, pour les simulations *enrichies* il convient de ne sélectionner que les muons issus des  $J/\psi$  générés à l'aide des étiquettes MC. Les sélections appliquées sur les muons et dimuons lors de la réalisation du spectre de masse invariante sont identiques à celles réalisées sur les données.



**FIGURE 4.3** – Distribution de la masse invariante des paires de muons obtenue avec les simulations *enrichies* autour de la masse du  $J/\psi$  ( $2 < m_{J/\psi} < 5 \text{ GeV}/c^2$ ). La courbe pleine représente la fonction CB2 tandis que la courbe discontinue correspond à une simple gaussienne.

La figure 4.3 représente le signal  $J/\psi$  reconstruit à partir des simulations *enrichies* pour la région en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$ ,  $0 < p_{T\mu^+\mu^-} < 8 \text{ GeV}/c$ ,  $2,5 < y_{\mu^+\mu^-} < 4$  et l'intervalle de centralité 0-90%. Bien que la principale contribution du signal soit correctement décrite par une gaussienne (courbe en pointillés), l'échelle logarithmique permet d'observer un désaccord au niveau des queues de la distribution. A basse masse les fluctuations non gaussiennes du signal sont dues aux processus physiques de perte d'énergie dans l'absorbeur. Cette contribution du spectre est décrite par l'utilisation d'une *crystal ball* (CB) [233]. Il s'agit d'une fonction mathématique constituée d'une gaussienne pour laquelle la queue à basse masse (à gauche du pic) est modifiée en une loi de puissance. A grande masse (à droite du pic) la déviation est attribuée aux diffusions coulombiennes multiples dans le spectromètre et à la résolution des chambres de trajectographie incluant le désalignement résiduel. Afin de reproduire le spectre du signal en prenant également en compte cette deuxième contribution, nous définissons une *crystal ball étendue* (CB2) qui correspond à une CB à laquelle on ajoute une seconde loi de puissance pour la queue à grande masse dont les paramètres sont indépendants de la première. Une CB2 s'exprime ainsi :

$$f(x; \bar{x}, \sigma, \alpha, n, \alpha', n') = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{pour } \alpha' > \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n} & \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \\ C \cdot \left(D + \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n'} & \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \geq \alpha' \end{cases}$$

$$\text{avec } A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$$

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

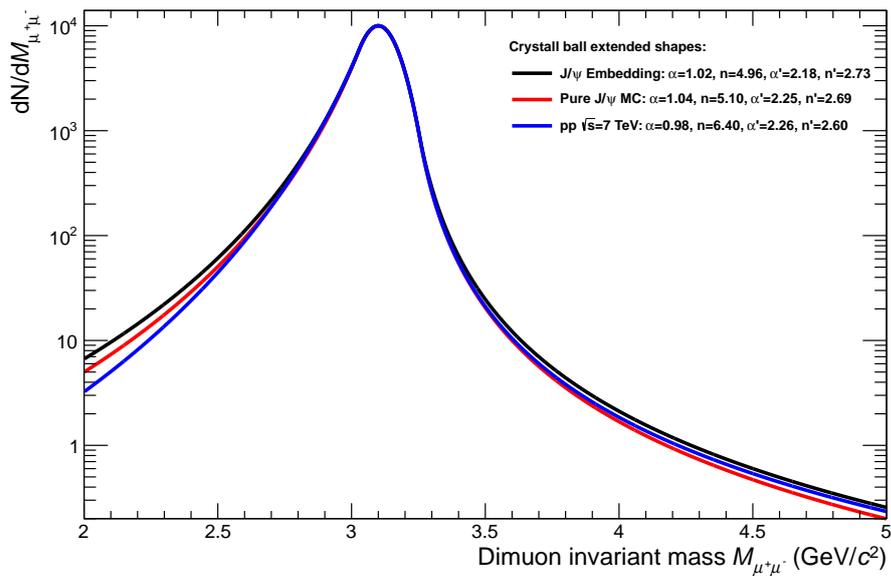
$$C = \left( \frac{n'}{|\alpha'|} \right)^{n'} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha'|^2}{2}\right)$$

$$D = \frac{n'}{|\alpha'|} - |\alpha'|$$

où  $\bar{x}$  et  $\sigma$  sont respectivement la valeur moyenne et la largeur (écart-type) de la gaussienne et  $\alpha$ ,  $n$ ,  $\alpha'$  et  $n'$  les paramètres des lois de puissance. Les connexions entre la gaussienne et les lois de puissance se font à  $x = \bar{x} - \alpha \cdot \sigma$  et  $x = \bar{x} + \alpha' \cdot \sigma$  pour les queues à basse et haute masse respectivement.

L'ajustement obtenu sur les données simulées réalisé avec une CB2 est représenté en trait plein sur la figure. Il reproduit très bien la forme du signal avec une résolution de 61 MeV/c. En calculant l'intégrale de ces fonctions, la gaussienne reproduit uniquement 87% du signal  $J/\psi$  alors que la fonction CB2 en reproduit 99.9%.

La fonction CB2 est donc choisie pour caractériser la forme du signal dans les données Pb-Pb. Puisque le bruit de fond combinatoire présent dans les collisions Pb-Pb ne permet pas de laisser libre les queues de distribution de la CB2, les paramètres sont fixés à ceux extraits des trois sources suivantes : simulation enrichie, simulation *pures*  $J/\psi$  et données p-p à 7 TeV. Cette procédure permet d'évaluer l'incertitude systématique liée à la forme du signal. La figure 4.4 montre les différentes formes des CB2 extraites des trois sources utilisées par ajustement des spectres intégrés en rapidité,  $p_T$  et centralité. Elles sont normalisées et représentées avec la même largeur  $\sigma$ . On y observe les déviations des différentes queues de distribution dont les paramètres sont inscrits dans la légende. Les différences observées au niveau du nombre de  $J/\psi$  extrait avec ces différents jeux de paramètres sont inférieurs à 1%.



**FIGURE 4.4** – Représentation de la forme du signal  $J/\psi$  par la fonction CB2 pour les différents jeux de paramètres des queues de distribution.

Notons que les valeurs des paramètres des queues de distribution issues des simulations *enrichies* ne présentent pas de fluctuations significatives en fonction de la centralité. Les paramètres utilisés sont donc extraits dans l'intervalle en centralité 0-90% qui présente, de fait, la plus grande statistique. De plus, les données p-p donnent uniquement accès aux paramètres reliés à la queue à basse masse puisque la présence du signal  $\psi(2S)$  ne permet pas de laisser les paramètres de la queue à grande masse libres. Des simulations p-p à 7 TeV sont alors utilisées pour extraire ces paramètres. Toutes les valeurs des paramètres utilisées dans cette analyse en fonction de la centralité, de l'impulsion transverse et de la rapidité sont données dans l'annexe B.

## 4.2 Spectre de masse invariante brut

Comme discuté en préambule de ce chapitre, le signal  $J/\psi$  est directement visible sur le spectre de masse invariante brut des dimuons de charges opposées au dessus d'un continuum (figure 4.2). Dans la section précédente, nous avons défini la fonction mathématique nous permettant de décrire le signal  $J/\psi$ . Il nous faut désormais caractériser le continuum. Il s'agit d'un bruit de fond combinatoire lié à l'association de muons ne présentant aucune corrélation physique qui proviennent :

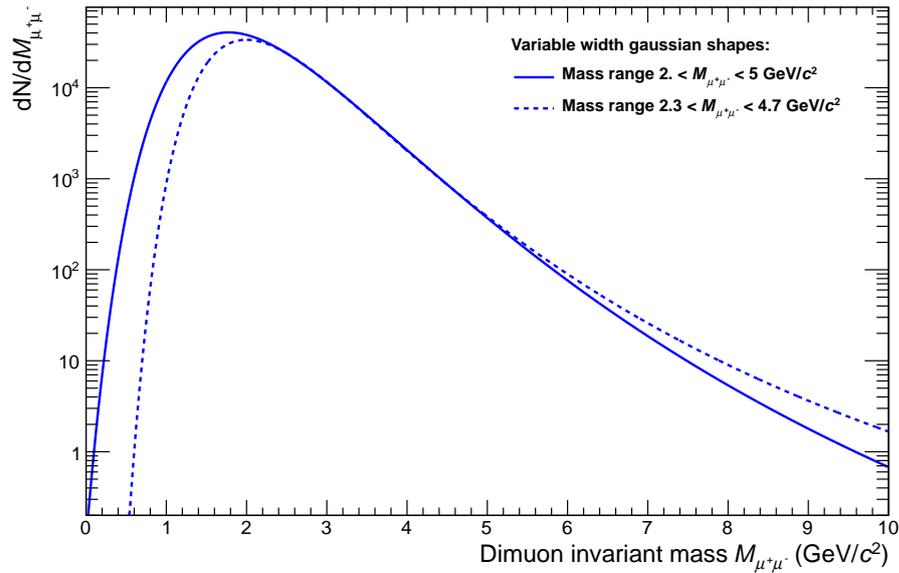
- de la désintégration faible des pions et kaons ( $\pi$ , K),
- de la désintégration dimuonique des mesons vecteurs ( $\rho$ ,  $\phi$  et  $\omega$ ),
- de la désintégration du charmonium  $\psi(2S)$  et des bottomonia,
- de la désintégration semi-leptonique des quarks lourds ( $c$  et  $b$ ).

La méthode consiste à utiliser une fonction ad hoc. Différentes fonctions telles qu'un polynôme d'ordre 3, une exponentielle multipliée par un polynôme d'ordre 2, la somme de deux exponentielles et enfin une gaussienne à largeur variable ont été testées. Seule la dernière permet de décrire avec précision le bruit de fond du spectre pour tous les intervalles cinématiques. Une gaussienne à largeur variable (VWG) consiste en une fonction gaussienne dont la largeur  $\sigma$  varie en fonction de la valeur de la masse. La forme de la VWG utilisée est représentée sur la figure 4.5. Elle s'exprime ainsi :

$$f(x) = N \cdot \exp\left(-\frac{(x - \alpha)^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$\sigma = \beta + \gamma \left(\frac{x - \alpha}{\alpha}\right).$$

Les quatre paramètres de cette fonction sont directement déterminés par ajustement aux données pour chaque intervalle cinématique. Afin de prendre en considération les fluctuations de la reproductibilité du bruit de fond en fonction de l'intervalle en masse choisi, nous incluons dans la procédure d'extraction du signal deux intervalles en masse :  $2 < m_{\mu^+\mu^-} < 5$  et  $2.3 < m_{\mu^+\mu^-} < 4.7$  GeV/ $c^2$ . Ces deux tests serviront à évaluer une partie de l'incertitude systématique de la méthode d'extraction. Les deux formes de la VWG ajustée aux données Pb-Pb pour les intervalles en masse cités ci-dessus intégrées en  $p_T$ , rapidité et centralité sont montrées sur la figure 4.5. Les différences se localisent

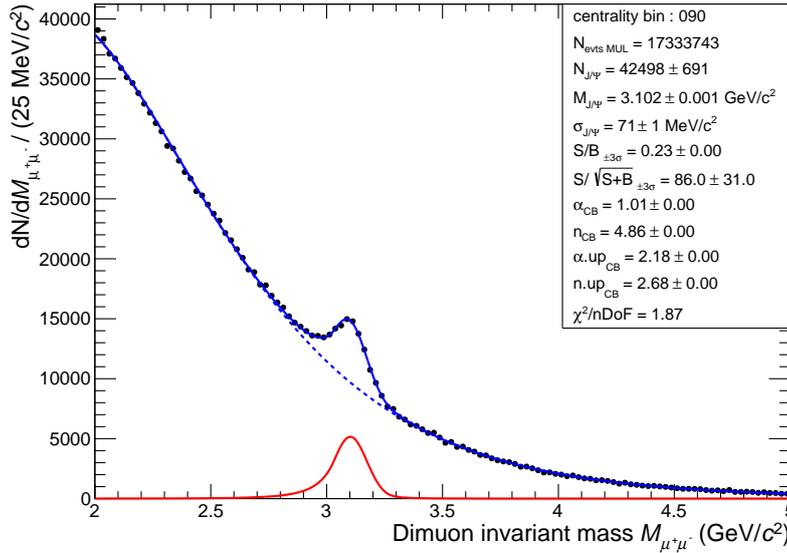


**FIGURE 4.5** – Représentation de la gaussienne à largeur variable décrivant le bruit de fond combinatoire selon deux intervalles d’ajustement :  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5$  et  $2,3 < M_{\mu^+\mu^-} < 4,7$   $\text{GeV}/c^2$ ).

principalement en dehors de la région en masse dans laquelle l’ajustement du spectre est réalisé.

Une fois le bruit de fond et le signal caractérisés il s’agit d’effectuer un ajustement du spectre de masse invariante avec la somme d’une CB2 et d’une VWG. Le résultat obtenu pour le spectre intégré en impulsion transverse, rapidité et centralité, correspondant au maximum de la statistique disponible, ajusté sur l’intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5$   $\text{GeV}/c^2$  avec les queues de la distribution du signal provenant de la simulation enrichie, est donné sur la figure 4.6. La courbe en pointillé correspond au bruit de fond décrit par une VWG, la courbe rouge au signal reproduit à l’aide d’une CB2 et la courbe bleue représente la somme des deux. Le nombre de  $J/\psi$  extrait dans cette configuration est de  $42498 \pm 691$  pour une masse de  $3,102 \pm 0,001$   $\text{GeV}/c^2$  et avec une résolution de  $71 \pm 1$   $\text{MeV}/c^2$ . Cette statistique est à comparer aux 2500  $J/\psi$  reconstruits avec les données 2010, soit un facteur 21 d’augmentation.

La même procédure est réalisée pour les différents intervalles cinématiques. Les résultats en fonction de la centralité sont présentés sur la figure 4.12. Bien que le nombre de  $J/\psi$  soit limité à quelques centaines pour les intervalles les plus périphériques, la valeur du rapport signal sur bruit, évalué à trois écarts-types par rapport à la masse du  $J/\psi$ , permet une identification claire du pic de résonance. Les figures 4.13 et 4.14 montrent respectivement les résultats en fonction de l’impulsion transverse et de la rapidité des dimuons. Le nombre de  $J/\psi$  extrait pour tous les intervalles ne descend pas en dessous de  $\approx 1000$  et le pic est clairement visible au-dessus du continuum avec une signification minimum de 11,3 pour la classe de centralité 80-90%. Le rapport signal sur bruit varie entre 0,16 à bas  $p_T$  et 1,3 à haut  $p_T$  tandis qu’il est approximativement constant autour de 0,2 pour tous les intervalles en rapidité. La résolution en

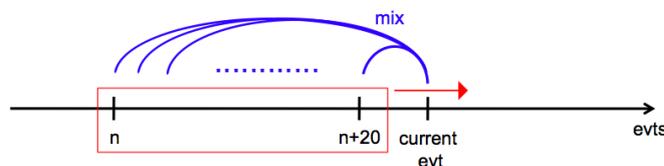


**FIGURE 4.6** – Spectre brut de masse invariante des dimuons intégrés en  $p_T$ ,  $y$  et centralité. Les résultats de l’ajustement pour l’intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5$   $\text{GeV}/c^2$  sont reportés dans la légende.

masse du signal avoisine  $70 \text{ MeV}/c^2$  pour tous les spectres. Les valeurs extraites serviront dans le calcul de la valeur moyenne décrite ci-après dans la section 4.4.

### 4.3 Spectre de masse invariante avec mixage d’événements

Une procédure d’extraction du signal parallèle à celle de l’ajustement du spectre de masse invariante brut consiste à reproduire le bruit de fond combinatoire pour le retrancher au spectre brut avant d’effectuer un ajustement. La méthode employée, dite de *mixage d’événements*, permet d’obtenir une distribution en masse invariante qui reproduit la forme du continuum. Le principe est de former des dimuons à partir de muons provenant d’événements différents. Ainsi les muons associés sont par définition décorrélés. Cependant, il convient de mixer des événements qui possèdent une classe de centralité voisine. En effet, la forme du bruit de fond combinatoire varie en fonction de la multiplicité de particules produites qui est directement reliée à la centralité de la collision comme on peut le constater sur la figure 4.12. De manière pratique les dimuons sont créés en mixant chaque muon de l’événement courant avec



**FIGURE 4.7** – Schéma de principe de la procédure de mixage d’événements.

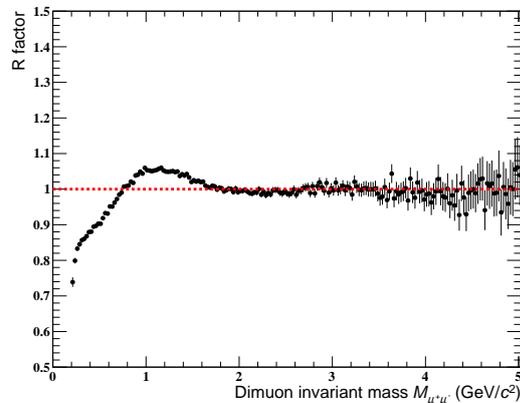
ceux des 20 événements précédents appartenant à la même classe de centralité comme l'illustre le schéma de la figure 4.7. Neuf intervalles en centralité de 10% sont réalisés entre 0 et 90%. De plus les événements mixés doivent appartenir au même run de manière à s'extraire des variations dans l'état de fonctionnement de l'appareillage entre runs.

Plusieurs échantillons d'événements en fonction des classes de déclenchement peuvent être utilisés pour créer des paires de muons mixées. Ainsi, cette méthode a été effectuée avec les classes de déclenchement de dimuon (MUL ou MLL) d'une part et de muon simple (SL) d'autre part (Cf 3.2 p.90) afin de contrôler l'efficacité de la méthode. L'échantillon d'événements de la classe MB présente une trop faible statistique pour être utilisée. Les spectres de masse invariante des dimuons mixés de signes opposés et identiques ont été produits ainsi que leurs distributions en impulsion transverse et en rapidité. Les distributions obtenues ont ensuite été normalisées aux spectres bruts de dimuons tel que :

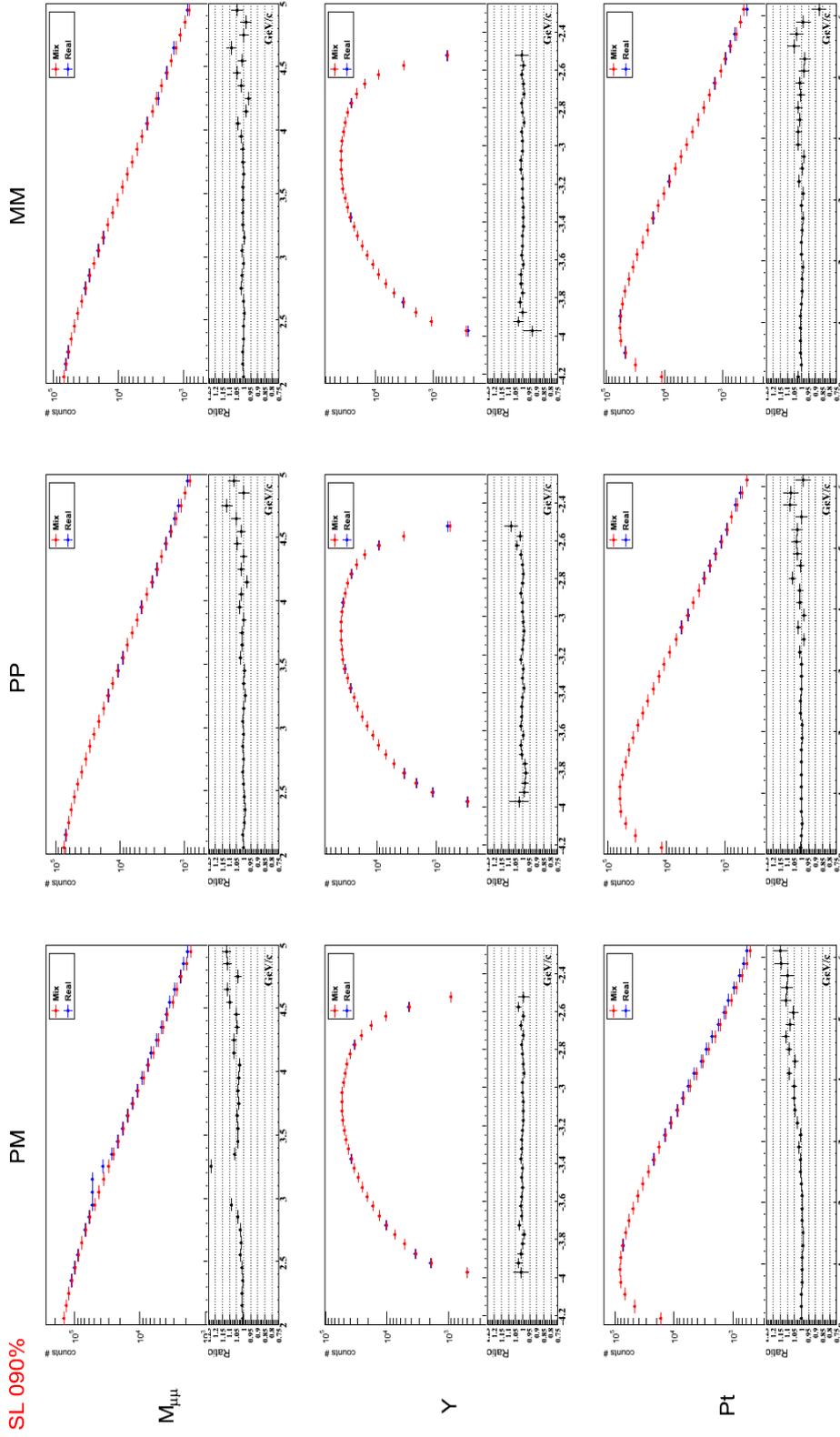
$$\int N_{mix}^{+-} dM = \int 2R \sqrt{N_{raw}^{++} N_{raw}^{--}} dM$$

$$\text{avec } R = \frac{N_{mix}^{+-}}{2\sqrt{N_{mix}^{++} N_{mix}^{--}}}.$$

Le coefficient  $R$  permet de corriger la différence d'acceptance entre les muons de charge positive et négative. Au-delà d'une masse invariante de  $1,5 \text{ GeV}/c^2$ , le facteur  $R$  est égal à l'unité avec des fluctuations inférieures à 1%. La figure 4.8 montre la distribution de  $R$  pour la centralité 0-10% avec l'échantillon d'événements de la classe de déclenchement SL. Une approche alternative pour normaliser le spectre de dimuons mixés a également été testée. Il s'agit de se normaliser à l'intégrale du spectre de masse invariante à basse masse ( $1,5 < M_{\mu^+\mu^-} < 2,5 \text{ GeV}/c^2$ ). Le bruit de fond est légèrement surestimé avec cette méthode dans les collisions périphériques, néanmoins la différence au niveau du nombre de  $J/\psi$  extraits n'excède pas 3%.



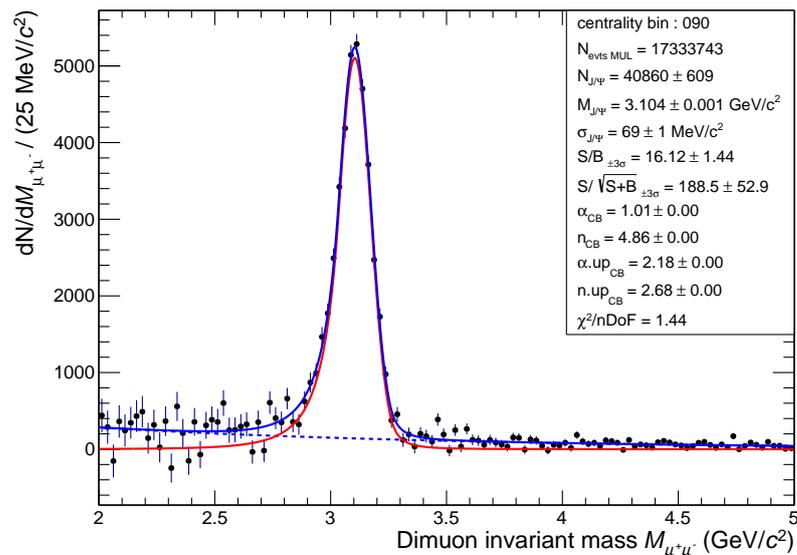
**FIGURE 4.8** – Distribution du coefficient correcteur  $R$  en fonction de la masse invariante.



**FIGURE 4.9** – Comparaison des spectres bruts et mixés, obtenus à partir de l'échantillon de données de la classe de déclenchement SL, des dimuons de signes opposés (PM, 1<sup>ère</sup> colonne) et de même signes (PP et MM, 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> colonnes) en fonction de la masse invariante (1<sup>ère</sup> ligne), de  $y$  (2<sup>ème</sup> ligne) et de  $p_T$  (3<sup>ème</sup> ligne) pour la centralité 0-90%.

Une fois normalisés, les spectres obtenus peuvent être associés pour obtenir d'autres intervalles de centralité. En effet, les collisions centrales permettent de générer un plus grand nombre de paires mixées par rapport aux collisions périphériques de part la différence de multiplicité de particules produites. C'est pourquoi il est impératif de normaliser les spectres avant de les sommer. Les spectres normalisés obtenus par la méthode du mixage d'événements sont ensuite comparés aux données brutes afin de s'assurer de la qualité de la méthode. Pour cela nous utilisons les spectres de dimuons de même signe (PP et MM). Après analyse des différents résultats selon les échantillons d'événements, le mixage de l'échantillon de données de la classe de déclenchement SL fournit la meilleure correspondance avec les données. Néanmoins la différence avec le mixage des événements de la classe de déclenchement MUL, au niveau du nombre de  $J/\psi$  extraits, ne dépasse pas 2%. Les distributions réelles et mixées des dimuons de mêmes signes (PP et MM) et de signes opposés (PM) en fonction de la masse invariante, de  $p_T$  et de  $y$  pour l'échantillon de la classe de déclenchement SL sont données sur la figure 4.9. On y observe un très bon accord des paires de mêmes signes.

Le spectre produit par mixage d'événements, normalisé, est ensuite soustrait au spectre brut. La distribution obtenue représente le signal  $J/\psi$  au-dessus d'un bruit de fond résiduel dû aux paires de muons corrélés comme le montre la distribution de la figure 4.10. La procédure d'extraction du nombre de  $J/\psi$  est alors identique à celle effectuée à partir du spectre de masse invariante brut. Il s'agit d'effectuer un ajustement des données avec une fonction CB2 pour décrire le signal et une fonction exponentielle pour le bruit de fond résiduel. Une autre fonction, un polynôme d'ordre un, a également été testé pour décrire le bruit de fond, donnant des résultats similaires à moins de 1%.



**FIGURE 4.10** – Spectre de masse invariante après soustraction du bruit de fond des dimuons de signes opposés intégrés en  $p_T$ ,  $y$  et centralité. Les résultats de l'ajustement pour l'intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$  sont reportés dans la légende.

Le résultat pour le spectre intégré en  $p_T$ ,  $y$  et centralité est représenté sur la figure 4.10. Les paramètres des queues de la fonction CB2 sont fixés à ceux extraits des simulations *enrichies* et l'intervalle en masse est  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5$  GeV/ $c^2$ . Le bruit de fond résiduel décrit par une exponentielle correspond à la courbe en pointillé (bleue), le signal  $J/\psi$  à la courbe pleine (rouge) et le spectre total à la courbe pleine (bleue). Le nombre de  $J/\psi$  extrait dans cette configuration est de  $40860 \pm 609$  pour une masse de  $3,104 \pm 0,001$  GeV/ $c^2$  et avec une résolution de  $69 \pm 1$  MeV/ $c^2$ . Ces valeurs sont en bon accord avec les précédentes extraites à partir du spectre brut.

Le nombre de  $J/\psi$  est extrait de la même manière pour tous les intervalles cinématiques en utilisant les différents jeux de paramètres des queues de distribution de la CB2 et pour les deux intervalles de masse invariante. La figure 4.15 représente les spectres obtenus en fonction de la centralité. Les résultats obtenus en fonction de  $p_T$  et de la rapidité sont donnés sur les figures 4.16 et 4.17. Le signal est toujours très largement supérieur au bruit de fond résiduel.

4

## 4.4 Extraction du signal et incertitude systématique

Afin de déterminer le nombre de  $J/\psi$  extraits pour un intervalle cinématique donné, nous réalisons la moyenne des résultats obtenus avec les deux méthodes décrites précédemment :

- Ajustement du spectre de masse invariante brut.
- Ajustement du spectre après soustraction du bruit de fond.

Pour chacune de ces méthodes, nous réalisons un ajustement du spectre pour deux intervalles en masse différents :

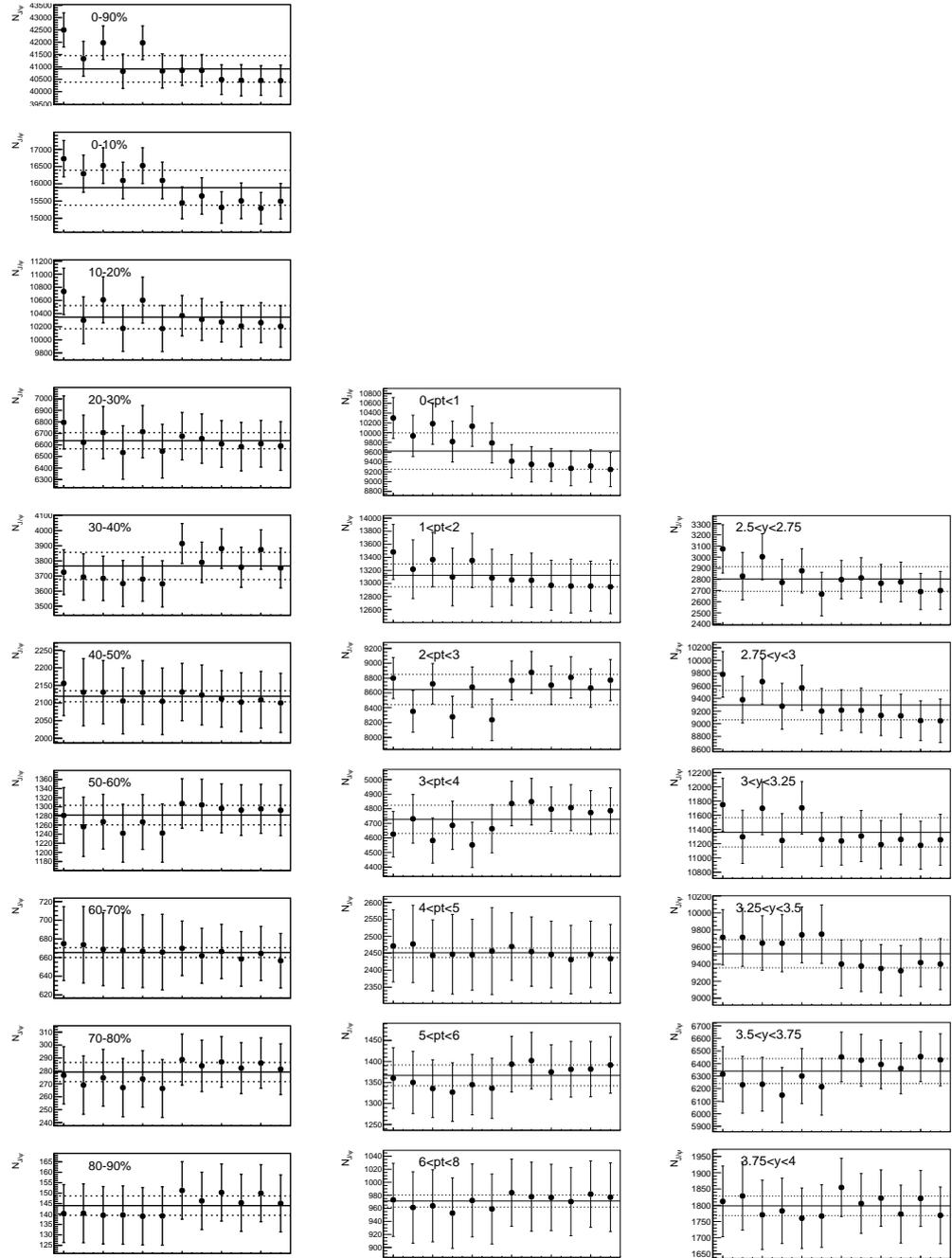
- $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5$  GeV/ $c^2$ .
- $2,3 < M_{\mu^+\mu^-} < 4,7$  GeV/ $c^2$ .

Enfin la caractérisation du signal est faite par une fonction CB2 dont les queues de distribution sont fixées aux paramètres extraits des trois sources suivantes :

- de simulations *enrichies*.
- de simulation *pures*  $J/\psi$ .
- des données p-p à 7 TeV.

Cela conduit donc à 3 tests par intervalle de masse, soit 6 par méthode, soit un total de 12 tests pour chaque intervalle cinématique. Les distributions des valeurs extraites de ces tests pour les différents intervalles de centralité, impulsion transverse et rapidité sont données sur la figure 4.11. Le détail des intervalles cinématiques et des différents tests est donné dans la légende.

Chaque point correspondant à un nombre de  $J/\psi$  extraits pour un test donné est pondéré par l'incertitude correspondante donnée par l'ajustement, afin de rendre compte de la précision de ce dernier. Le nombre de  $J/\psi$  brut pour un intervalle cinématique donné est déterminé comme étant la valeur moyenne des résultats pondérés. Cette valeur moyenne est représentée par un trait continu



**FIGURE 4.11** – Distribution du nombre de  $J/\psi$  extraits selon les différents tests en fonction des intervalles en centralité avec  $0 < p_T < 8$  GeV/c et  $2,5 < y < 4$  (gauche), en fonction de l'impulsion transverse avec  $2,5 < y < 4$  et la centralité 0-90% (milieu) et en fonction de la rapidité avec  $0 < p_T < 8$  GeV/c et la centralité 0-90% (droite). Pour chaque figure, les six tests de gauche correspondent à la méthode d'extraction à partir des spectres bruts et les six autres à la méthode liée au mixage d'événements. Un lot de six tests se décompose en trois sous-lots de deux tests mitoyens correspondant aux paramètres des queues de la fonction CB2 extraits des simulations *enrichies*, puis des simulation *pures*  $J/\psi$  et enfin des données p-p à 7 TeV. Chaque sous-lot représente alors les deux intervalles d'ajustement en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5$  GeV/c<sup>2</sup> et  $2,3 < M_{\mu^+\mu^-} < 4,7$  GeV/c<sup>2</sup>. Les lignes continues représentent la valeur moyenne du nombre de  $J/\psi$  et les lignes discontinues l'écart-type qui correspond à l'incertitude systématique de la méthode d'extraction du signal.

sur les graphiques. L'incertitude statistique est calculée comme étant l'erreur sur la moyenne, obtenue en propageant l'incertitude donnée par l'ajustement pour chaque test, multipliée par la racine carrée du nombre de tests ( $\sqrt{12}$ ). L'incertitude systématique est définie comme étant égale à l'écart-type de la distribution des résultats pondérés. La valeur de l'écart-type est représentée par les traits en pointillés sur chaque graphique. Il a été vérifié que les valeurs des tests s'écartent au maximum de trois écarts-types de la valeur moyenne en fonction de la centralité. Cette dispersion maximale diminue à deux écarts-types pour les intervalles en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité.

À partir de la statistique des données récoltées en 2011, il est possible d'observer le signal  $J/\psi$  pour différents intervalles cinématiques. Ceux-ci sont choisis de manière à correspondre à ceux effectués pour l'analyse du signal  $J/\psi$  dans les collisions p-p [231]. Le nombre de  $J/\psi$  reconstruits dans le spectromètre est extrait en fonction :

- de la centralité avec  $0 < p_T < 8$  GeV/c et  $2,5 < y < 4$  (tableau 4.1)
- de l'impulsion transverse avec  $2,5 < y < 4$  pour l'intervalle en centralité 0-90% (tableau 4.1) et pour 0-20%, 20-40% et 40-90% (tableau 4.4).
- de la rapidité avec  $0 < p_T < 8$  GeV/c pour l'intervalle en centralité 0-90% (tableau 4.1)
- de la centralité avec  $0 < p_T < 8$  GeV/c pour différents intervalles en rapidité :  $2,5 < y < 3$ ,  $3 < y < 3,5$  et  $3,5 < y < 4$  (tableau 4.2)
- de la centralité avec  $2,5 < y < 4$  pour différents intervalles en impulsion transverse :  $0 < p_T < 2$ ,  $2 < p_T < 5$  et  $5 < p_T < 8$  GeV/c (tableau 4.3)

Les incertitudes statistiques et systématiques associées sont également données dans les tableaux suivants. Ces résultats seront utilisés pour le calcul du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  ainsi que pour la détermination de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  produits en fonction de la centralité.

### Extraction du signal $J/\psi$

Le nombre de  $J/\psi$  détectés est extrait à travers un ajustement du spectre de masse invariante des paires de muons de signes opposés issues des données Pb-Pb de 2011 collectées par le déclencheur muon. Le signal est reproduit à l'aide d'une fonction CB2. Le bruit de fond combinatoire est soit directement ajusté à l'aide d'une VWG, soit estimé par la procédure de mixage d'événements et soustrait, conduisant à un bruit de fond résiduel reproduit dans ce cas par une fonction exponentielle. L'incertitude systématique associée à l'extraction du signal est déterminée en faisant varier les queues de distribution de la CB2 et l'intervalle de l'ajustement pour les deux méthodes d'ajustement du bruit de fond. Au total, près de 41000  $J/\psi$  ont été mesurés dans la classe de centralité 0-90% avec  $0 < p_T < 8$  GeV/c et  $2,5 < y < 4$ . Soit une statistique 27 fois supérieure à celle collectée dans les données Pb-Pb de 2010 ! La résolution en masse du signal fluctue autour de 70 MeV/c<sup>2</sup> avec une signification minimum de 11,3 pour la classe de centralité 80-90%.

**TABLE 4.1** – Valeurs moyennes du nombre de  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse (gauche), de la rapidité (droite) et des classes de centralité (bas). Les incertitudes statistiques et systématiques sont également reportées.

$2,5 < y < 4$ et centralité 0-90%				$0 < p_T < 8$ GeV/c et centralité 0-90%			
$p_T$ (GeV/c)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	$y$	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
[0; 1]	9624	377	371	[2,5; 2,75]	2804	187	111
[1; 2]	13123	413	176	[2,75; 3]	9295	345	233
[2; 3]	8647	273	204	[3; 3,25]	11360	360	206
[3; 4]	4727	158	97	[3,25; 3,5]	9522	308	165
[4; 5]	2451	105	14	[3,5; 3,75]	6340	210	99
[5; 6]	1367	69	25	[3,75; 4]	1798	94	30
[6; 8]	971	53	9				

$0 < p_T < 8$ GeV/c et $2,5 < y < 4$			
Centralité (%)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
0-90	40920	707	537
0-10	15887	506	508
10-20	10345	329	176
20-30	6637	218	70
30-40	3766	140	90
40-50	2119	87	16
50-60	1282	58	21
60-70	665	33	5
70-80	279	21	7
80-90	144	14	5

**TABLE 4.2** – Valeurs moyennes du nombre de  $J/\psi$  en fonction des différentes classes de centralité pour les intervalles de rapidité  $2,5 < y < 3$  (gauche),  $3 < y < 3,5$  (droite) et  $3,5 < y < 4$  (bas), avec l'intervalle en impulsion transverse  $0 < p_T < 8$  GeV/c. Les incertitudes statistiques et systématiques sont également reportées.

$2,5 < y < 3$ et $0 < p_T < 8$ GeV/c				$3 < y < 3,5$ et $0 < p_T < 8$ GeV/c			
Centralité (%)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	Centralité (%)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
0-90	12062	389	346	0-90	20854	471	351
0-10	4547	305	223	0-10	8030	346	310
10-20	3372	187	102	10-20	5200	240	68
20-30	1866	129	49	20-30	3418	158	32
30-40	985	77	43	30-40	2042	104	56
40-50	622	49	11	40-50	1049	62	9
50-60	363	27	7	50-60	659	36	6
60-90	300	22	4	60-90	531	30	5

$3,5 < y < 4$ et $0 < p_T < 8$ GeV/c			
Centralité (%)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
0-90	8139	228	105
0-10	3324	176	58
10-20	1775	108	44
20-30	1356	79	23
30-40	719	38	8
40-50	428	28	12
50-60	243	21	5
60-90	255	20	6

**TABLE 4.3** – Valeurs moyennes du nombre de  $J/\psi$  en fonction des différentes classes de centralité pour les intervalles en impulsion transverse  $0 < p_T < 2$  GeV/c (gauche),  $2 < p_T < 5$  GeV/c (droite) et  $5 < p_T < 8$  GeV/c (bas) avec l'intervalle en rapidité  $2,5 < y < 4$ . Les incertitudes statistiques et systématiques sont également reportées.

0 < $p_T$ < 2 GeV/c et 2,5 < $y$ < 4				2 < $p_T$ < 5 GeV/c et 2,5 < $y$ < 4			
Centralité (%)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	Centralité (%)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
0-90	22615	557	449	0-90	15785	327	212
0-10	9166	427	393	0-10	5761	253	105
10-20	5883	282	112	10-20	3907	163	44
20-30	3466	186	35	20-30	2713	111	37
30-40	1931	113	61	30-40	1503	75	57
40-50	972	66	15	40-50	973	49	10
50-60	642	37	19	50-60	540	33	4
60-90	601	35	10	60-90	414	25	4

5 < $p_T$ < 8 GeV/c et 2,5 < $y$ < 4			
Centralité (%)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
0-90	2329	87	28
0-10	758	56	14
10-20	483	46	10
20-30	433	31	4
30-40	330	24	8
40-50	176	18	6
50-60	97	12	1
60-90	75	10	2

**TABLE 4.4** – Valeurs moyennes du nombre de  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse pour les classes de centralité 0-20% (gauche), 20-40% (droite) et 40-90% (bas) avec l'intervalle en rapidité  $2,5 < y < 4$ . Les incertitudes statistiques et systématiques sont également reportées.

centralité 0-20% et 2,5 < $y$ < 4				centralité 20-40% et 2,5 < $y$ < 4			
$p_T$ (GeV/c)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	$p_T$ (GeV/c)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
[0; 1]	6478	349	400	[0; 1]	2250	151	51
[1; 2]	8705	425	168	[1; 2]	3180	154	29
[2; 3]	5500	250	160	[2; 3]	2209	108	53
[3; 4]	2794	140	70	[3; 4]	1323	67	46
[4; 5]	1405	95	22	[4; 5]	670	44	8
[5; 6]	785	62	30	[5; 6]	417	30	6
[6; 8]	476	42	9	[6; 8]	341	24	6

centralité 40-90% et 2,5 < $y$ < 4			
$p_T$ (GeV/c)	$N_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
[0; 1]	930	44	19
[1; 2]	1284	70	18
[2; 3]	934	52	15
[3; 4]	624	32	6
[4; 5]	376	23	2
[5; 6]	186	17	2
[6; 8]	157	15	1

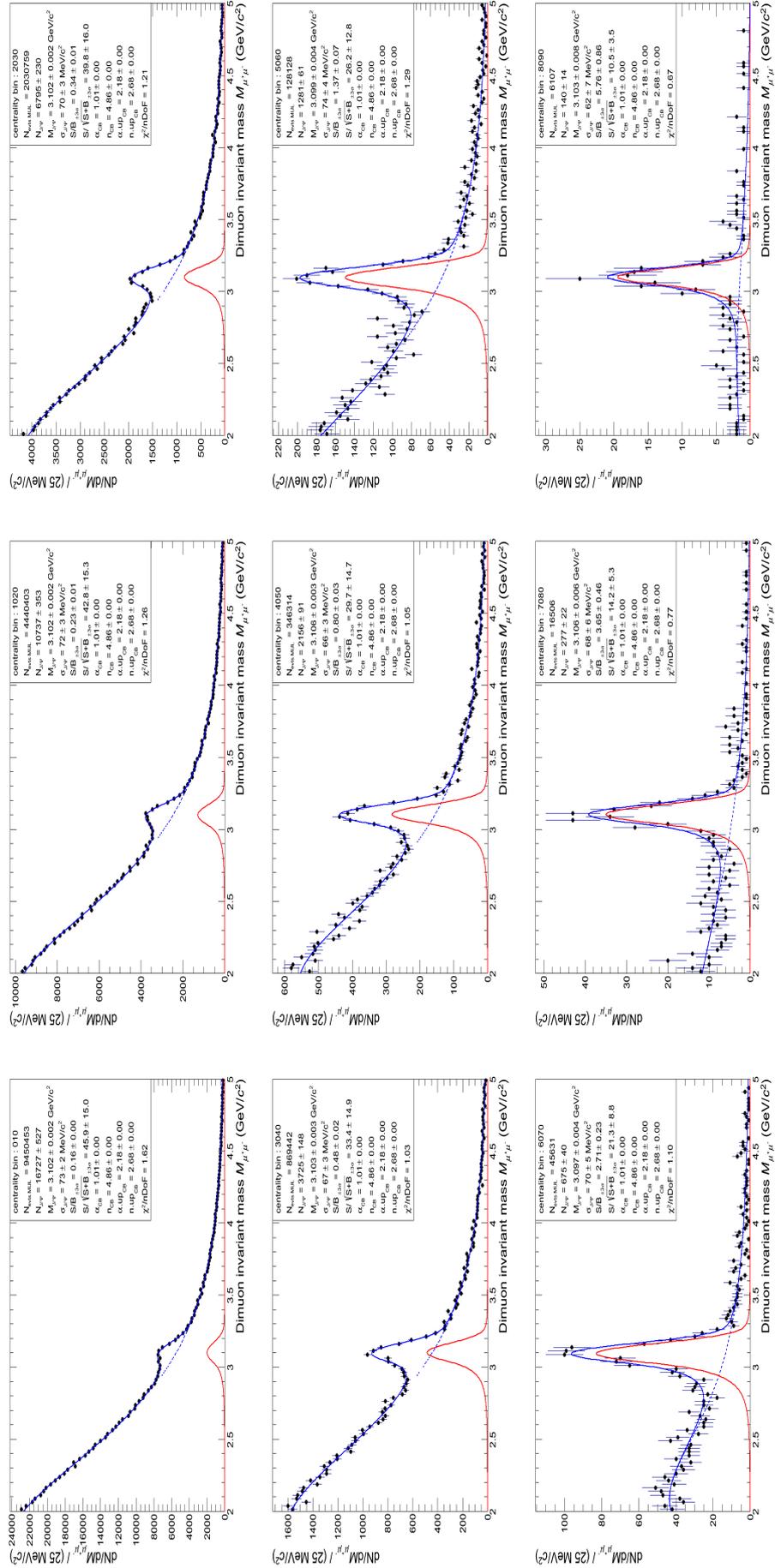
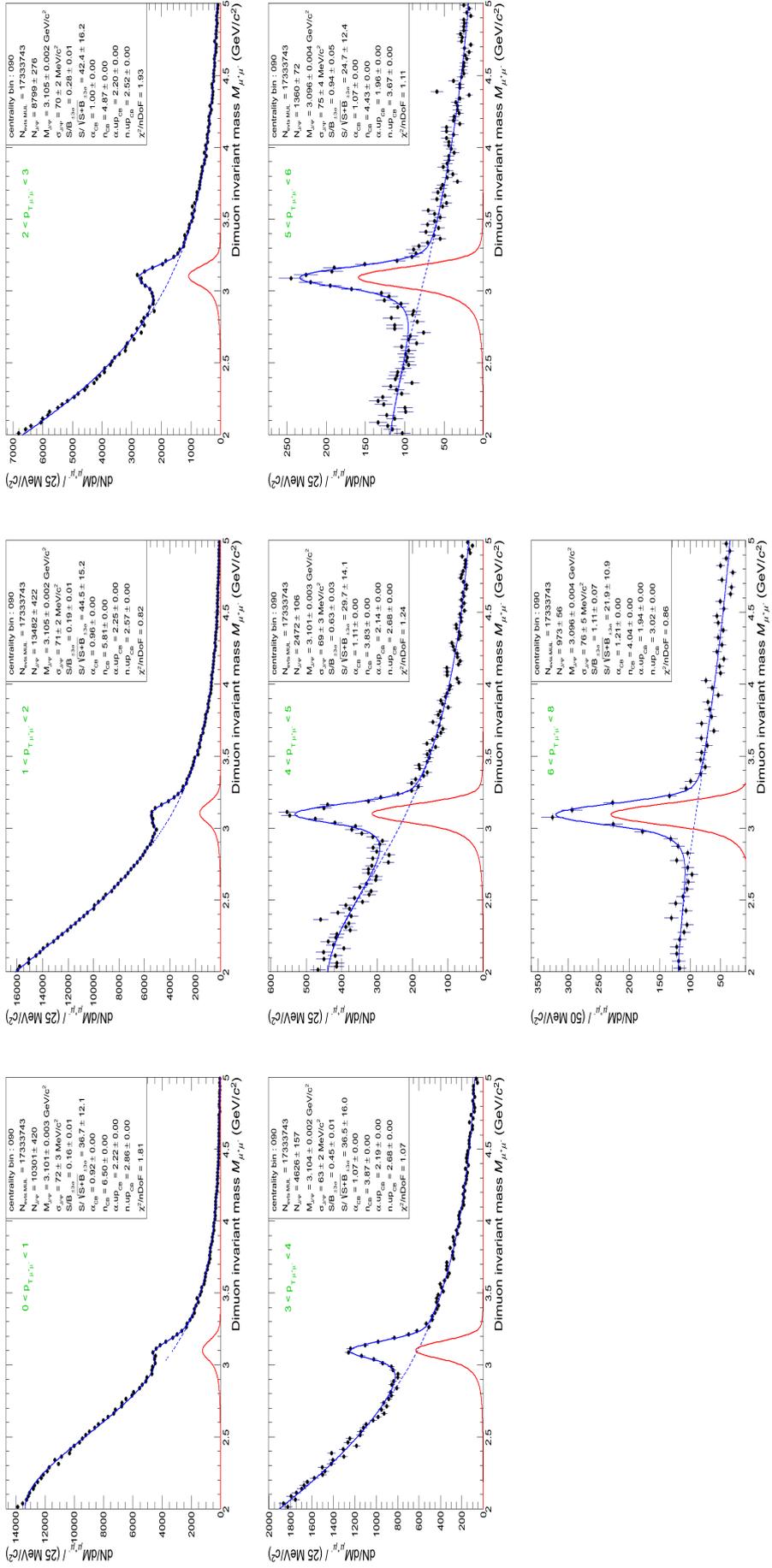


FIGURE 4.12 – Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en centralité. Les résultats des ajustements effectués pour l'intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$  sont reportés dans les légendes.



**FIGURE 4.13** – Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en impulsion transverse des dimuons (centralité 0-90%). Les résultats des ajustements effectués pour l'intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$  sont reportés dans les légendes.

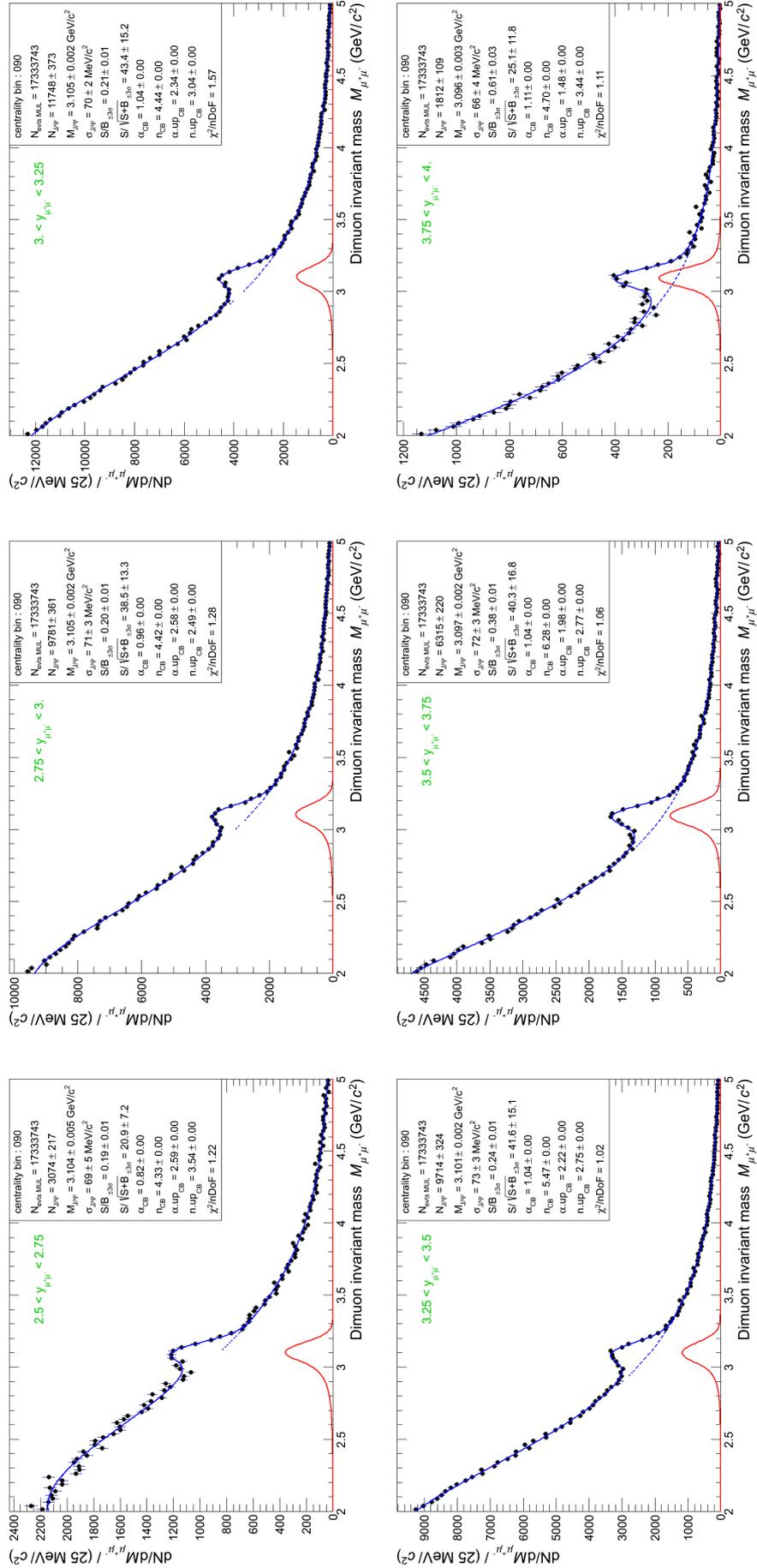
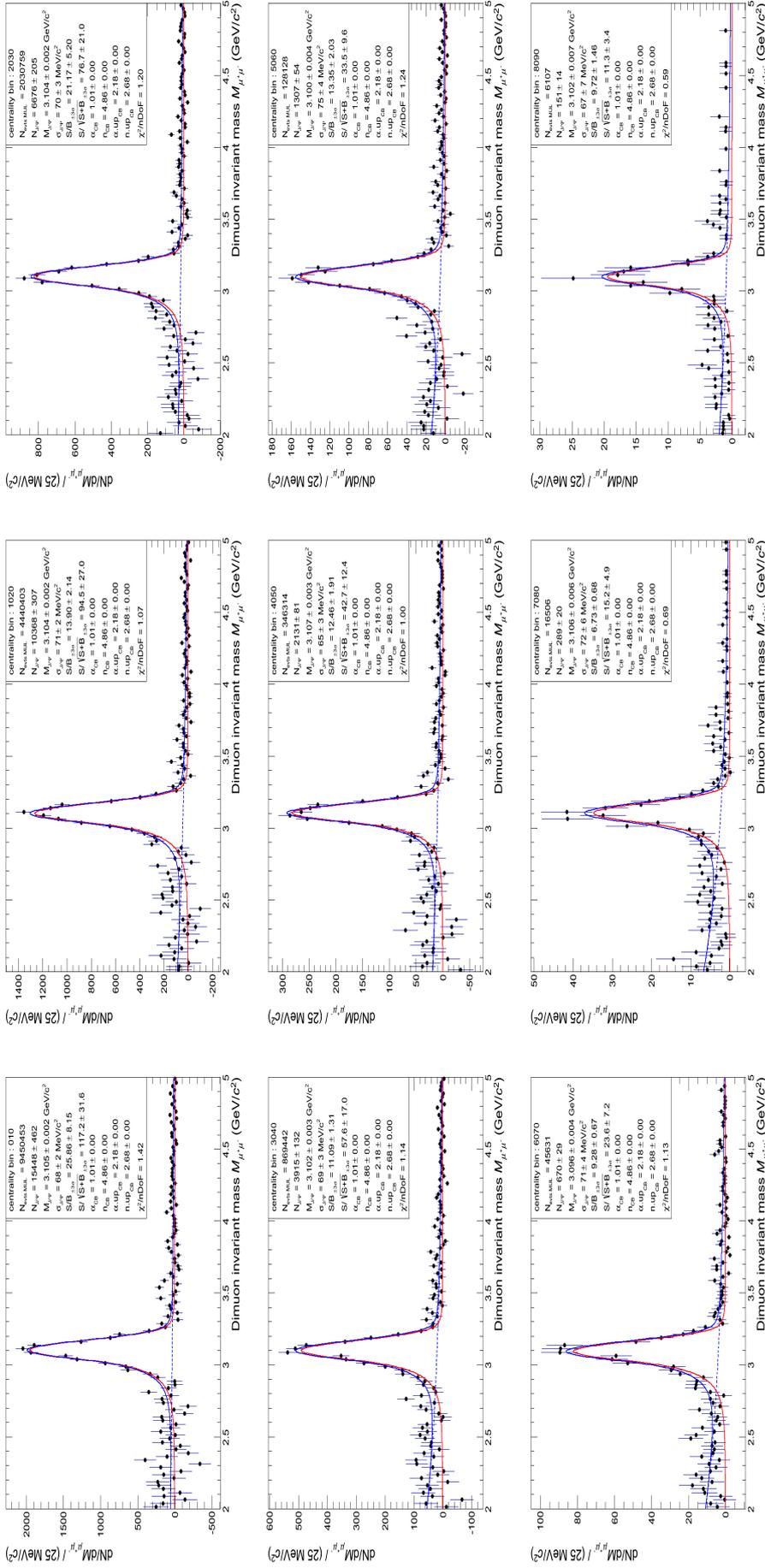
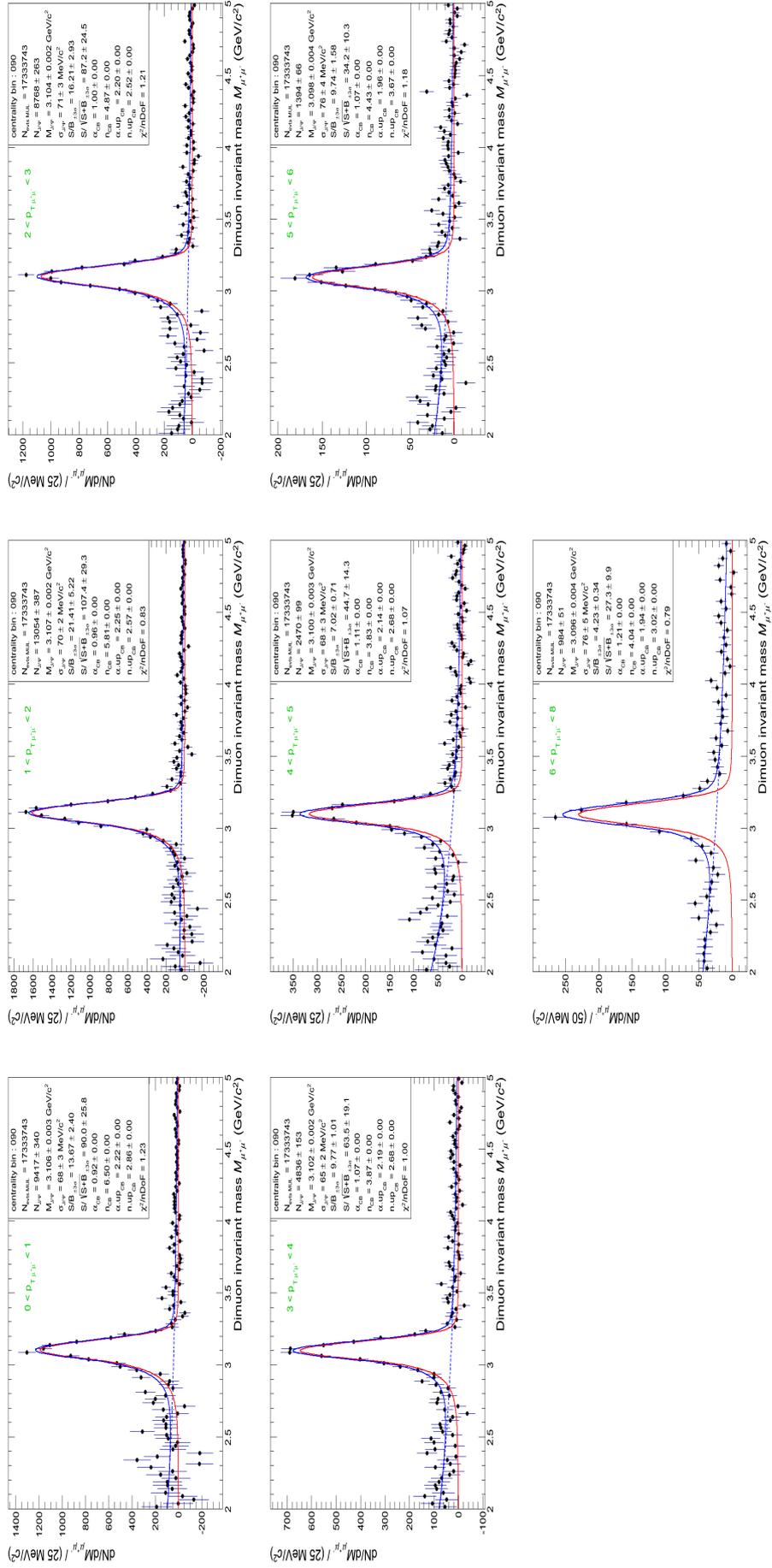


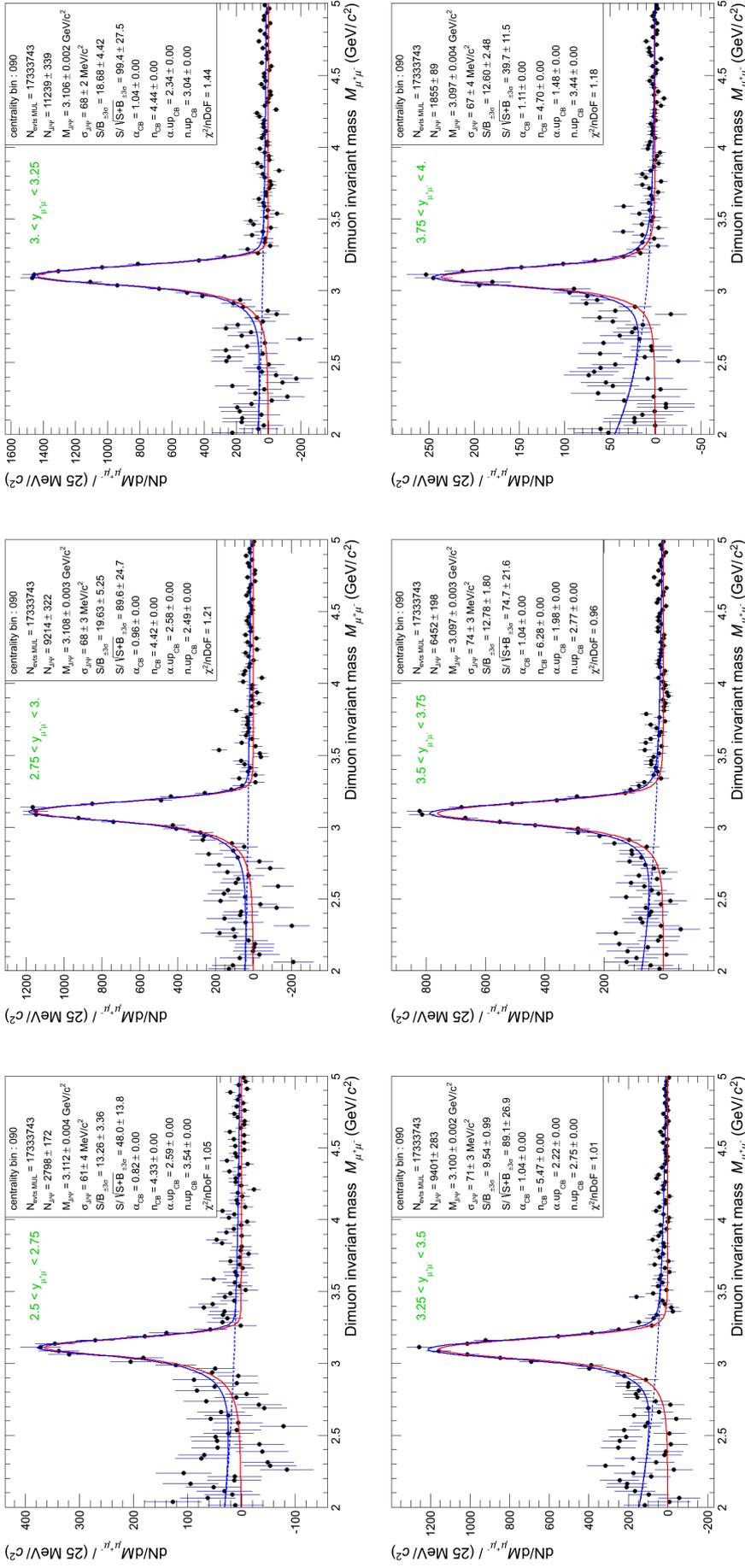
FIGURE 4.14 – Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en rapidité des dimuons (centralité 0-90%). Les résultats des ajustements effectués pour l'intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$  sont reportés dans les légendes.



**FIGURE 4.15** – Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en centralité après soustraction du bruit de fond par la méthode du mixage d'événements. Les résultats des ajustements effectués pour l'intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$  sont reportés dans les légendes.



**FIGURE 4.16** – Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en impulsion transverse des dimuons (centralité 0-90%) après soustraction du bruit de fond par la méthode du mixage d'événements. Les résultats des ajustements effectués pour l'intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$  sont reportés dans les légendes.



**FIGURE 4.17** – Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en rapidité des dimuons (centralité 0-90%) après soustraction du bruit de fond par la méthode du mixage d'événements. Les résultats des ajustements effectués pour l'intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$  sont reportés dans les légendes.

- 5.1 Mesure de l'efficacité du trajectographe
- 5.2 Évaluation de l'incertitude systématique
- 5.3 Efficacité du déclencheur muon
- 5.4 Détermination de la correction en acceptation efficacité

## Efficacité de détection

LE SPECTROMÈTRE À MUONS d'ALICE est un système complexe composé, pour la partie détection, d'un trajectographe qui baigne dans un champ magnétique et d'un déclencheur situé derrière un mur de fer. D'un certain point de vue, le déclencheur muon peut également être considéré comme un trajectographe de par sa configuration en deux stations, chacune disposant de deux chambres de détection, lui permettant ainsi de mesurer l'impulsion des muons dans le plan  $yz$  (Cf. 2.3.1, p.82). Ces deux sous-systèmes possèdent des technologies de détection et des algorithmes de reconstruction de traces différents (Cf. 2.3.1, p.79). Afin de maîtriser la réponse de ces détecteurs il convient de déterminer l'efficacité de détection de chacun, c'est-à-dire la capacité à détecter l'ensemble des particules qui les traversent. A l'aide de cette propriété il sera possible de corriger le taux de production des particules détectées pour obtenir le taux réel de particules produites dans l'acceptance du spectromètre.

La méthode employée pour déterminer l'efficacité de ces détecteurs repose sur leur redondance et les critères de leurs algorithmes de reconstruction. Dans un premier temps, nous présenterons la méthode utilisée pour mesurer l'efficacité du trajectographe à partir des traces reconstruites. Une correction des effets corrélés de la méthode sera également discutée.

Ensuite nous présenterons les résultats obtenus à l'aide de cette méthode sur les données ainsi que sur des simulations *pures* (Cf. 2.3.2, p.83). Ils nous permettront d'extraire une incertitude systématique liée à la détermination de l'efficacité de trajectographie. Une description du calcul de l'efficacité du déclencheur sera ensuite présentée ainsi que l'incertitude systématique associée.

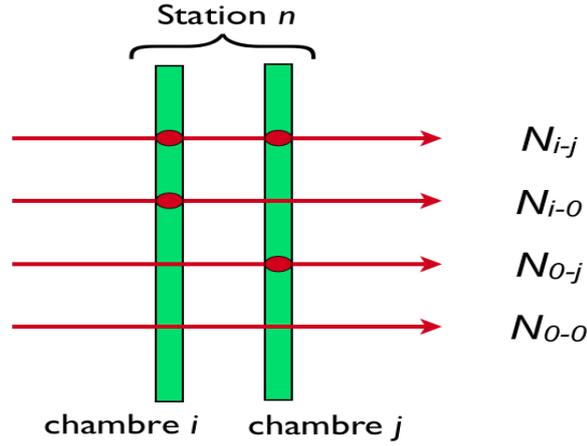
Enfin, les distributions de la correction en acceptation et efficacité ( $A\epsilon$ ) des  $J/\psi$  détectés dans le spectromètre en fonction de la centralité, de l'impulsion transverse et de la rapidité seront données, ainsi que la méthode utilisée pour les déterminer. Cette correction en  $A\epsilon$  permettra d'obtenir les taux de production réels de  $J/\psi$  dans la fenêtre en rapidité couverte par le spectromètre.

## 5.1 Mesure de l'efficacité du trajectographe

Le trajectographe du spectromètre à muons est un système de détection qui permet de mesurer la trajectoire d'une particule qui le traverse de part en part. Pour cela, il se compose de cinq stations, chacune disposant de deux chambres de détection identiques (Cf. 2.3.1, p.82). L'efficacité discutée dans cette section correspond à celle du trajectographe dans son ensemble. Il s'agit de la convolution de l'efficacité intrinsèque des éléments de détection liée à la technologie et à l'électronique employées qui est de  $\sim 97\%$  lorsque tout fonctionne correctement [234], de l'efficacité de reconstruction des clusters et de l'efficacité de reconstruction des traces. L'efficacité du trajectographe peut donc se définir comme étant le rapport du nombre de particules détectées sur le nombre de particules détectables. Les particules détectées correspondent aux traces reconstruites par l'algorithme de trajectographie. Par définition, il n'est pas possible, du point de vue expérimental, de déterminer le nombre de particules détectables puisqu'elles ne sont pas nécessairement détectées. En revanche, cette efficacité peut-être déterminée à l'aide de simulations puisque l'on connaît le nombre de particules générées, à condition que ces simulations reproduisent fidèlement l'état réel du détecteur au moment de la prise de données (Cf. 2.3.2, p.83).

Dans la pratique, l'efficacité de trajectographie dite *vraie* est calculée à partir de simulations *enrichies* (Cf. 2.3.2, p.83). Celles-ci permettent également de reproduire l'augmentation de l'occupation du détecteur en fonction de la centralité de la collision, à la différence des simulations de  $J/\psi$  *pures*. Le rapport du nombre de muons détectés sur le nombre de muons générés par décroissance d'un  $J/\psi$  dans l'acceptance du spectromètre est calculé run par run. Les simulations *enrichies* étant réalisées dans des événements MB et l'analyse à partir du déclencheur MUL, une pondération des runs est effectuée pour corriger le fait que des runs avec un grand nombre d'événements MB puisse avoir un faible nombre de MUL. Les résultats sont alors intégrés sur les 134 runs disponibles. La valeur de l'efficacité de trajectographie des muons simples est calculée dans le domaine en rapidité  $2,5 < y < 4$ , en impulsion transverse  $0 < p_T < 8$  GeV/ $c$  et pour la centralité 0-90%. Le trajectographe présente une bonne efficacité de reconstruction  $\epsilon_{trk} = 86,85 \pm 0,01\%$  [235]. La dépendance en centralité de l'efficacité est faible puisqu'une diminution inférieure à 1% est observée pour les collisions les plus centrales.

Afin de valider le résultat obtenu à partir des simulations *enrichies*, une méthode a été développée [236, 237] pour mesurer l'efficacité de trajectographie à partir des traces reconstruites, aussi bien dans les données que dans les simulations. Cette méthode exploite la redondance du système de trajectographie. Lorsqu'une particule traverse un élément de détection d'une chambre, elle peut y déposer une quantité d'énergie pouvant conduire à la formation d'un cluster, autrement dit un impact. Pour qu'une trace soit reconstruite il faut qu'elle possède au moins un cluster dans chacune des trois premières stations et au moins trois clusters dans trois chambres différentes appartenant aux deux dernières stations. Ainsi, des traces ne possédant pas d'impact dans une des deux chambres d'une station peuvent tout de même être reconstruites.



**FIGURE 5.1** – Schéma d'une station du trajectographe composée de deux chambres représentant les quatre réponses possibles du spectromètre à la traversée d'une particule et satisfaisant la condition 1/2 de l'algorithme de reconstruction.

Les différentes possibilités de clusters associés au passage d'une particule à travers une des trois premières stations sont données par le schéma 5.1. Soit les deux chambres contiennent un cluster pour la trace considérée ( $N_{i-j}$ ), soit l'une des deux seulement ( $N_{i-0}$  ou  $N_{0-j}$ ), soit enfin aucune des deux ( $N_{0-0}$ ). Dans le cas de l'une des trois premières stations, seul le cas  $N_{0-0}$  n'est pas mesurable. Dans le cas des deux dernières, il faut rajouter des conditions sur ce que détecte l'autre station. Nous définissons le nombre total de traces qui traversent une station par  $N_{tot} = N_{ij} + N_{i0} + N_{0j} + N_{00}$ . Les expressions de l'efficacité de détection des chambres  $i$  et  $j$  en fonction de ces variables sont données par :

$$\epsilon_i = \frac{N_{ij} + N_{i0}}{N_{tot}} \quad \epsilon_j = \frac{N_{ij} + N_{0j}}{N_{tot}}.$$

En supposant les efficacités des chambres indépendantes les unes des autres, il est possible d'exprimer les nombres de traces de chaque type de clusters en fonction du nombre de traces total tel que :

$$N_{ij} = \epsilon_i \epsilon_j N_{tot} \quad , \quad N_{i0} = \epsilon_i (1 - \epsilon_j) N_{tot} \quad , \quad N_{0j} = \epsilon_j (1 - \epsilon_i) N_{tot}.$$

Ainsi, il est possible d'exprimer l'efficacité des chambres indépendamment de  $N_{0-0}$  de la manière suivante :

$$\epsilon_i = \frac{N_{ij}}{N_{ij} + N_{0j}} \quad \epsilon_j = \frac{N_{ij}}{N_{ij} + N_{i0}}.$$

En considérant que l'efficacité suit une loi binomiale (soit la chambre à un impact, soit elle n'en a pas), l'incertitude statistique s'écrit dans le cadre d'une statistique suffisante

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}} \quad \text{ou bien} \quad \sigma_\epsilon = \frac{1}{N}$$

dans le cas contraire, avec  $\epsilon$  qui représente l'efficacité mesurée et  $N$  le nombre de traces utilisées ( $N = N_{tot} - N_{00}$ ).

À partir des efficacités de détection mesurées pour chaque chambre il est possible de calculer une efficacité par station en prenant en compte les critères de l'algorithme de reconstruction. Ainsi, l'efficacité de détection pour les trois premières stations est définie comme la probabilité d'avoir un impact dans au moins une des deux chambres tel que :

$$\epsilon_{st} = 1 - (1 - \epsilon_i)(1 - \epsilon_j)$$

Pour ce qui est des deux dernières stations, l'efficacité s'écrit comme la probabilité d'avoir trois impacts dans au moins trois chambres différentes tel que :

$$\epsilon_{st45} = \prod_{i=7}^{i=10} \epsilon_i + \sum_{i=7}^{i=10} \left( (1 - \epsilon_i) \prod_{j=7; j \neq i}^{j=10} \epsilon_j \right).$$

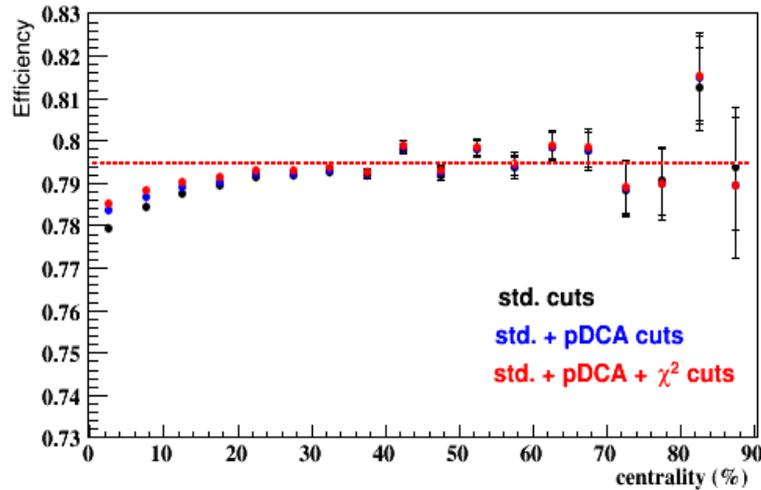
Finalement, nous exprimons l'efficacité globale de trajectographie du spectromètre à muons comme étant le produit des efficacités de chaque station tel que :

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{st1} \cdot \epsilon_{st2} \cdot \epsilon_{st3} \cdot \epsilon_{st45}.$$

Ce calcul de l'efficacité de trajectographie des muons simples à partir des traces muons reconstruites et de leurs clusters associés a été effectué sur les données Pb-Pb 2011. Il est intéressant de vérifier la stabilité de l'efficacité mesurée en fonction de la centralité de la collision comme nous le montre la figure 5.2. Les muons sélectionnés pour la mesure correspondent aux coupures suivantes :  $-4 < \eta_\mu < -2,5$ ,  $2^\circ < \theta_{abs} < 10^\circ$ ,  $p_T > 1 \text{ GeV}/c$  (pour ne pas dépendre de la fonction de réponse du déclencheur, Cf. 5.3, p.139) et être associés à un signal dans le déclencheur muon (appariement). Nous observons que l'efficacité de trajectographie est indépendante de la centralité entre 30 et 90%. Elle présente cependant une baisse de l'ordre de 2% pour les collisions les plus centrales. Cette chute d'efficacité mesurée dans les données est différente de celle calculée dans les simulations *enrichies* qui est inférieure à 1%.

Ceci s'explique par la présence dans l'échantillon de *fausses* traces reconstruites, sans aucun sens physique, qui résultent de l'association de bouts de traces indépendants due à l'augmentation de la multiplicité de particules pour les collisions les plus centrales. Ces *fausses* traces étant comptabilisées dans la méthode décrite ci-dessus, il convient de les éliminer afin de comparer les résultats obtenus entre données et simulations *enrichies*. Lorsqu'une sélection plus contraignante des traces reconstruites est effectuée à l'aide d'une coupure sur le  $pDCA$  à  $5\sigma$  (Cf. 3.6, p.103) et sur le  $\chi^2$  des traces reconstruites inférieure à  $3,5^1$ , la chute d'efficacité diminue et devient de l'ordre de 1% pour les muons simples soit 2% pour le  $J/\psi$ . Ce résultat permet donc de valider la bonne reproductibilité des données par les simulations *enrichies* qui sont utilisées pour le calcul de la correction en acceptance efficacité.

1. La coupure sur le  $\chi^2$  des traces reconstruites, étudiée à l'aide de simulations, permet effectivement de rejeter une large fraction des *fausses* traces qui échappent à la coupure  $pDCA$  à bas  $p_T$ , cependant elle rejette également une petite partie des traces du signal  $J/\psi$  qui peut varier entre données et simulation. C'est pourquoi elle n'est pas employée dans la sélection des traces muons lors de l'analyse des données.

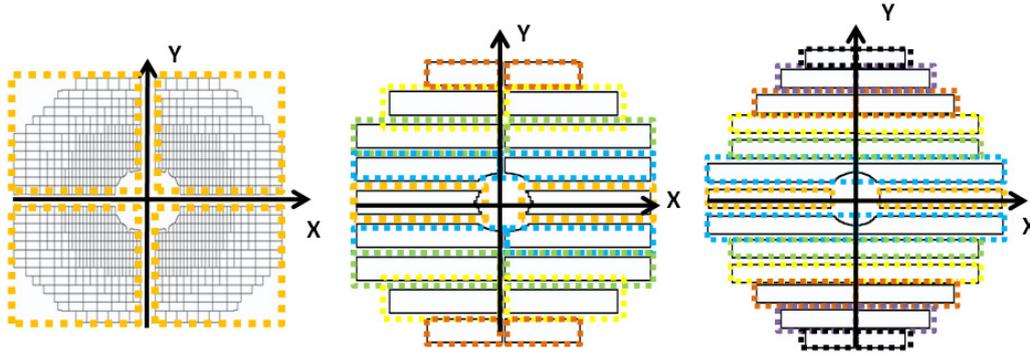


**FIGURE 5.2** – Distribution de l'efficacité de trajectographie calculée à partir des traces reconstruites dans les données Pb-Pb 2011 en fonction de la centralité de la collision pour différentes coupures. Le trait discontinu indique la valeur intégrée pour l'intervalle en centralité 30-90%.

La différence résiduelle entre données et simulations pour les collisions les plus centrales (1% pour 0-10% et 0,5% pour 10-20%) est ajoutée aux incertitudes systématiques sur cette correction. Par la suite, afin de comparer les données à des simulations *pures*, beaucoup plus rapides à effectuer que des simulations *enrichies*, nous nous limitons à la classe de centralité 30-90% pour laquelle l'efficacité est constante (pas d'effet d'occupation). Dans ce cas, les coupures *pDCA* et  $\chi^2$  ne sont pas nécessaires.

Bien que cette méthode permette de mesurer convenablement l'efficacité des chambres à partir des traces reconstruites, elle ne considère que les effets décorrélés et ne peut fonctionner si la redondance du détecteur est brisée, comme c'est le cas lorsque de larges zones de détection sont défectueuses. Or, durant la prise de données ou durant la phase de reconstruction, des éléments de détection des chambres peuvent être retirés (mis hors tension) lorsqu'ils ne répondent pas aux critères de fonctionnement (problème de tension électrique, saturation, calibration, etc). Ainsi lorsqu'un élément de détection de la chambre  $i$  est défectueux, l'efficacité de celui qui se trouve en face, dans la chambre  $j$ , ne peut être calculée puisque  $N_{ij}$  et  $N_{i0}$  valent alors zéro. A l'échelle d'une chambre ( $j$ ), ces problèmes biaisent le calcul et conduisent à une sous ou sur-évaluation des valeurs de  $N_{ij}$  et  $N_{i0}$  et donc de l'efficacité de détection selon que la zone non mesurée est plus ou moins efficace que le reste de la chambre.

Brièvement introduits ci-dessus, des effets corrélés peuvent apparaître si deux éléments de détection situés l'un en face de l'autre sont tous deux défectueux. Nous appelons ces régions du détecteur des zones mortes corrélées (CDA). Dans ce cas, toutes les traces qui les traversent ne sont pas reconstruites ( $N_{00}^{CDA}$ ) et cette perte d'efficacité échappe à la mesure de l'efficacité des chambres. Il est néanmoins possible de corriger ce problème en utilisant la



**FIGURE 5.3** – Représentation spatiale des éléments de détection pour les chambres des stations 1 et 2 (gauche), 3 (centre) et 4 et 5 (droite). Une même couleur de rectangle est associée aux éléments de détection symétriques.

symétrie des éléments de détection dans le plan  $xy$  d'une chambre de trajectographie, comme illustré sur les schémas de la figure 5.3, afin de déterminer  $N_{00}^{CDA}$ .

Puisque des éléments de détection symétriques ont la même acceptance, ils doivent approximativement mesurer le même nombre de traces. Ainsi un déficit du nombre de traces mesurées dans un élément de détection par rapport aux éléments de détection symétriques indique la présence d'une CDA et donne accès à  $N_{00}^{CDA}$ . Pour cela, une procédure reposant sur le nombre de traces détectées par élément de détection, corrigé par l'efficacité mesurée des effets décorrélés, permet de détecter les CDA. Ensuite, le nombre de traces non détectées  $N_{00}^{CDA}$  est calculé comme étant la moyenne du nombre de traces détectées par les trois éléments de détection opérationnels. En ajoutant toutes les CDA d'une station nous pouvons calculer la perte d'efficacité des effets corrélés correspondant. Cette mesure permet alors de corriger directement l'efficacité de trajectographie globale mesurée avec la méthode précédente.

Afin de minimiser l'effet d'un calcul d'efficacité moyenné par chambre, les simulations utilisées (*pures* et *enrichies*) ont été optimisées de manière à ce que la paramétrisation des distributions en impulsion transverse, en rapidité et en angle azimutal des muons produits corresponde à celle extraite des données. Cela est également nécessaire pour que les corrections des CDA (zone locale) soient comparables aux efficacités mesurées. Une solution possible à ce problème serait de calculer l'efficacité non pas au niveau des chambres mais au niveau des éléments de détection voire au niveau des bus-patch ou encore des manus (Cf. 2.3.1, p.82). Cependant, cette perspective nécessite de disposer d'une statistique de traces suffisante au sein d'un même run, pour contrôler les variations d'un run à l'autre, ce qui n'est pas le cas de l'échantillon de données collectées lors de la période LHC11h analysé dans ce manuscrit.

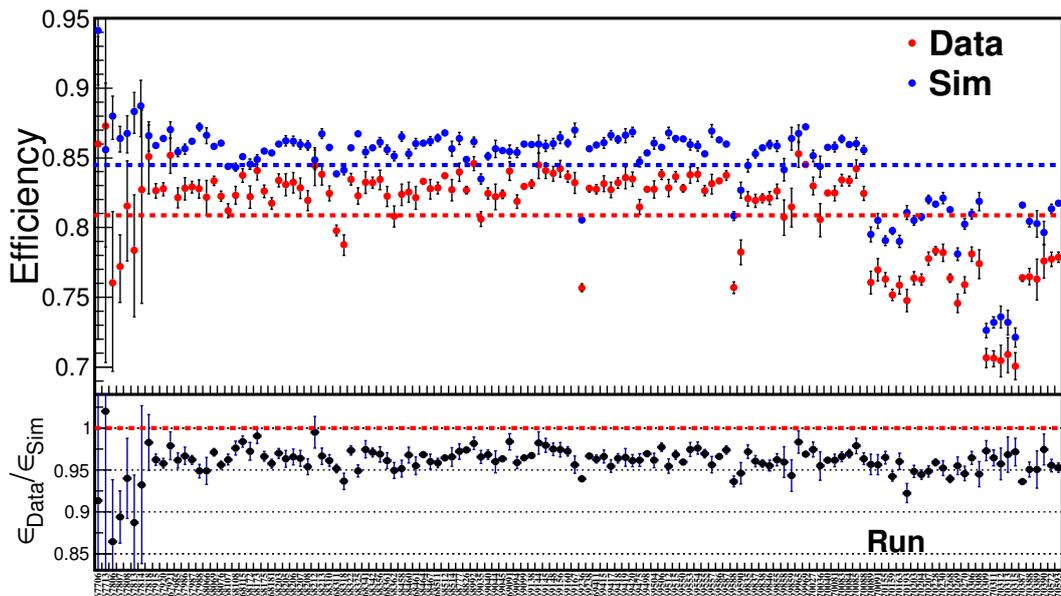
La méthode de mesure de l'efficacité de trajectographie à partir des traces reconstruites a été appliquée sur les données Pb-Pb 2011 mais également sur des simulations *pures*. Le nombre d'événements créés par run pour les simulations *pures* est proportionnel au nombre d'événements MUL enregistrés par

run dans les données. Les muons sont sélectionnés avec les mêmes coupures dans les données et les simulations. Une fois l'efficacité mesurée, une correction des zones mortes corrélées a été réalisée puisque deux CDA ont été détectées dans les données Pb-Pb LHC11h.

Remarquons que le résultat issu de la méthode de mesure de l'efficacité dans les simulations présente une différence de l'ordre de 4% avec l'efficacité *vraie* calculée. Ceci est dû aux biais intrinsèques de la méthode de mesure qui ne comprend que les traces reconstruites (efficacité moyenne par chambre et zones mortes corrélées). Néanmoins, les biais de la méthode induisent des effets identiques dans les données et dans les simulations donc la comparaison reste valide.

## 5.2 Évaluation de l'incertitude systématique

La première mesure effectuée consiste à appliquer la méthode de mesure, sensible aux effets décorrelés, au niveau des muons simples pour les 134 runs disponibles, en intégrant sur  $p_T$  et  $y$ . Les résultats correspondant aux données (rouge) et aux simulations *pures* (bleu) sont donnés sur la figure 5.4. On observe une bonne stabilité de l'efficacité qui est plus ou moins constante tout au long de la période de prise de données, sauf pour les 27 derniers runs où une chute importante de l'ordre de 5% est constatée. Cette baisse est due à des problèmes de hautes tensions et d'électronique au niveau des éléments de détection des chambres qui nécessitent alors d'être retirés de la prise de données. Néanmoins, il est très intéressant de constater, à partir du rapport de la figure 5.4, que les résultats issus des simulations *pures* reproduisent l'évolution temporelle de l'efficacité mesurée à partir des données, même lorsque celle-ci chute à la fin

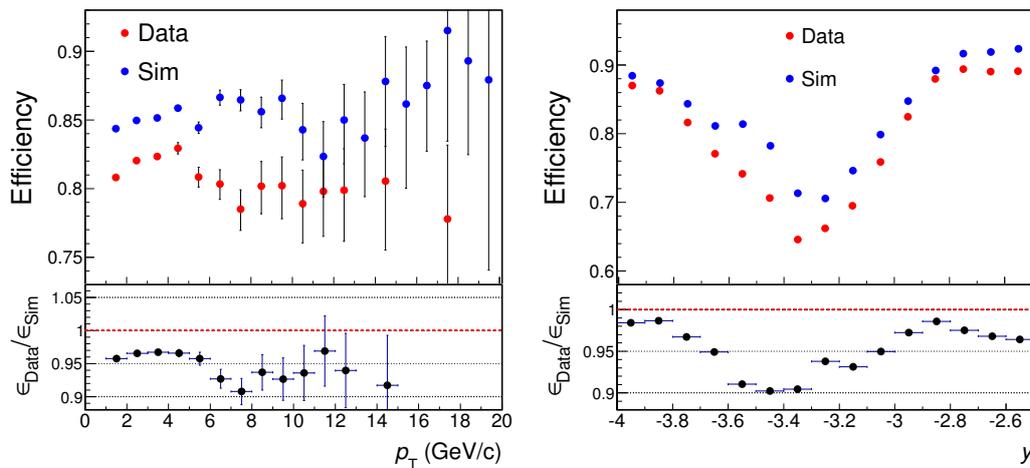


**FIGURE 5.4** – Comparaison des distributions de l'efficacité de détection du trajectographe mesurée par la méthode des traces reconstruites dans les données et dans les simulations *pures* en fonction des numéros de runs de la période de données LHC11h. Les lignes discontinues représentent les valeurs intégrées.

de la période.

Nous obtenons finalement les résultats suivants pour l'efficacité de trajectographie mesurée et corrigée des CDA au niveau des muons simples :  $79,26 \pm 0,04\%$  dans les données Pb-Pb LHC11h et  $82,72 \pm 0,02\%$  dans les simulations *pures*. La différence entre données et simulations de l'efficacité, intégrée en  $p_T$  et  $y$ , est de 4%. Il s'agit de l'incertitude systématique reliée à la détermination des effets décorrésés de l'efficacité de trajectographie des muons simples. Si nous considérons que les deux muons provenant d'un  $J/\psi$  sont décorrésés, alors l'incertitude systématique sur le calcul de l'efficacité au niveau des  $J/\psi$  est le double de celle des muons simples, à savoir 8%. Cette hypothèse n'étant pas correcte, une méthode décrite ci-dessous a été développée afin d'extraire l'incertitude systématique du calcul de l'efficacité de trajectographie au niveau des  $J/\psi$ .

A l'aide de la grande statistique collectée durant la période de prise de données de collisions Pb-Pb (LHC11h), il est également possible de mesurer l'efficacité de trajectographie en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité des muons simples. Les deux graphiques de la figure 5.5 montrent les comparaisons entre l'efficacité mesurée dans les données et dans les simulations *pures* en fonction de  $p_T$  et de  $y$ , intégrée sur les 134 runs disponibles. Les rapports montrent des variations importantes en fonction des deux observables cinématiques. Pour ce qui est de l'impulsion transverse, les écarts vont de 3 à 9%, et pour la rapidité de 1 à 10%. Au premier ordre, nous pouvons attribuer une incertitude systématique moyenne pour chaque muon puis, en étant un peu conservateur, la multiplier par deux, en assumant que les muons soient décorrésés, pour obtenir une estimation de l'incertitude systématique moyenne au niveau du  $J/\psi$ . Étant donné les écarts observés, cette incertitude doit être considérée décorrésée où au plus partiellement corrélée en fonction de  $p_T$  et  $y$ .



**FIGURE 5.5** – Comparaison des distributions de l'efficacité de détection du trajectographe mesurée par la méthode des traces reconstruites dans les données et dans les simulations *pures* en fonction de l'impulsion transverse des muons (gauche) et de la rapidité des muons (droite).

Une méthode de type acceptation/rejet a été développée pour propager l'efficacité mesurée des muons simples au niveau des  $J/\psi$ , c'est-à-dire en considérant les muons corrélés. Il s'agit, à partir des simulations *pures*, d'associer aux muons de décroissance qui ont été détectés une probabilité globale de survie de 0,96. Cette valeur provient de la différence obtenue entre données et simulations de 4% (figure 5.4). Ainsi, un générateur de nombres aléatoires est utilisé pour produire une probabilité locale de survie à chaque muon de telle sorte que si celle-ci est supérieure à la probabilité globale alors la trace muon est rejetée. Ensuite, le nombre de paires de muons provenant d'un  $J/\psi$  dont les deux muons ont survécu permet d'accéder au nombre de  $J/\psi$  dit *survivants*, notés  $J/\psi^S$ . La procédure est répétée en appliquant aux muons une probabilité globale de survie de 1, de sorte qu'aucun muon détecté ne soit exclu. Nous accédons alors au nombre de  $J/\psi$  *usuels* détectés sans avoir pris en compte l'effet de l'inefficacité des muons simples. Enfin, le rapport du nombre de  $J/\psi$  *survivants* sur le nombre de  $J/\psi$  *usuels* permet de quantifier l'incertitude systématique au niveau des  $J/\psi$ .

Cette technique est alors appliquée sur les simulations *pures*. Le résultat du rapport précédant pour les traces muons intégrées en  $p_T$  et  $y$ , donne une incertitude systématique sur le calcul de l'efficacité de trajectographie de 9% pour les  $J/\psi$ . De même, il est possible d'obtenir de nouvelles valeurs d'incertitudes en fonction de  $p_T$  et  $y$ . Les valeurs utilisées correspondent aux différences observées entre données et simulations dans les graphiques de la figure 5.5. Les distributions du rapport  $J/\psi^S/J/\psi$ , donnant accès à l'incertitude systématique, sont données par la figure 5.6 en fonction de  $p_T$  sur le graphique de gauche et de  $y$  sur celui de droite. Les résultats varient selon les intervalles entre 7,5 et 8,5% pour l'impulsion transverse et 6,5 et 12% pour la rapidité. Le détail des valeurs est donné dans le tableau 5.1.

Les résultats ci-dessus ne correspondent qu'à la mesure de l'efficacité décorrélée. Il nous faut maintenant estimer l'incertitude systématique liée à la

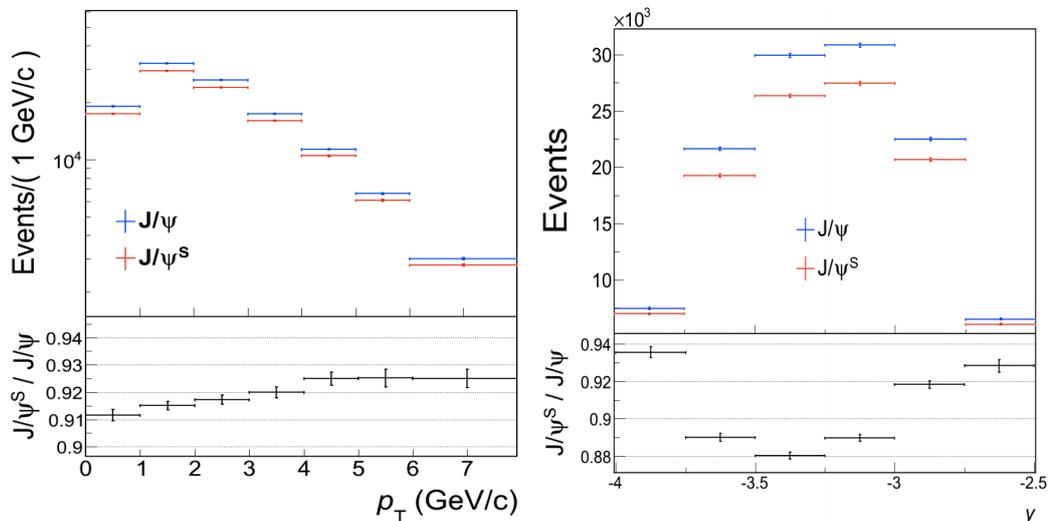
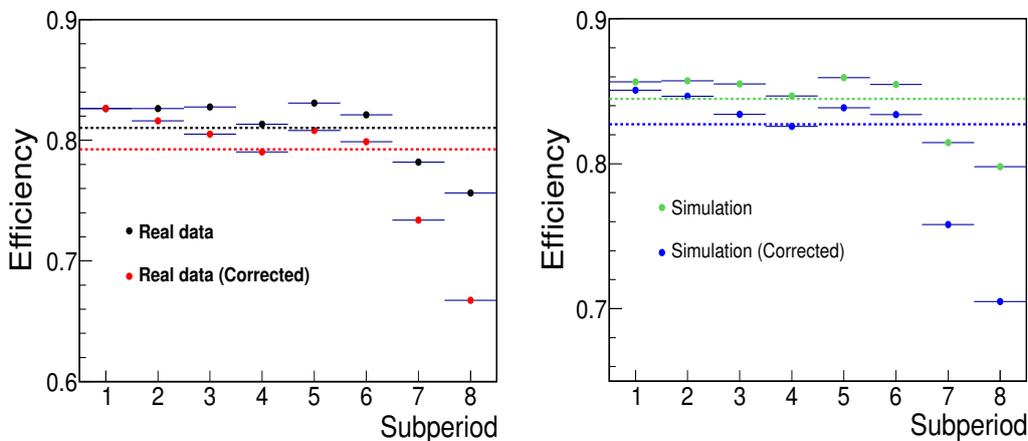


FIGURE 5.6 – Comparaison des distribution en impulsion transverse (gauche) et en rapidité (droite) des  $J/\psi$  survivants et des  $J/\psi$  usuels (voir texte).

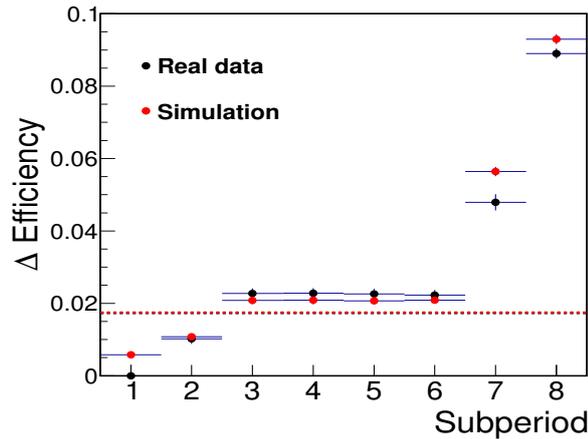
correction des zones mortes corrélées (CDA). Comme expliqué dans la section précédente, la méthode de correction des CDA est basée sur la distribution de l'occupation des traces dans les chambres au niveau des éléments de détection. Cela implique de disposer d'une assez grande statistique de traces pour mesurer l'efficacité au niveau des éléments de détection, en particulier pour ceux situés aux bords des chambres. Ainsi, les 134 runs disponibles ont été divisés en 8 sous-périodes dont chacune contient approximativement le même nombre de traces reconstruites. Cela nous permet également d'étudier l'évolution des CDA tout au long de la prise de données.

Les résultats obtenus dans les données et les simulations *pures*, avant et après correction des CDA sont présentés sur la figure 5.7. On remarque qu'aucune correction n'est nécessaire pour la première sous-période dans les données. À partir de la seconde, une CDA apparaît au niveau des éléments de détection numérotés 18 dans les chambres de la station 4. Celle-ci persiste sur la totalité des données et induit une correction de l'ordre de 2%. Ensuite la correction augmente à partir de la septième sous-période à cause d'une nouvelle CDA détectée au niveau des éléments de détection numérotés 25 dans les chambres de la station 5. La correction augmente alors pour atteindre 9% dans la dernière sous-période. Notons que la correction des effets corrélés en fonction des sous-périodes est similaire dans les données et les simulations. Cela confirme le réalisme des simulations.



**FIGURE 5.7** – Distributions de l'efficacité de détection du trajectographe mesurée à l'aide de la méthode des traces reconstruites en fonction de 8 sous-périodes avant et après correction des effets corrélés (CDA) dans les données (gauche) et les simulations *pures* (droite). Les lignes discontinues représentent les valeurs intégrées.

L'incertitude systématique associée aux effets corrélés entre données et simulations au niveau des muons simples est définie comme étant la différence de correction entre données et simulations. Pour déterminer cette incertitude, nous introduisons la variable  $\Delta\text{Efficiency}$  qui correspond à la différence entre efficacité non corrigée et corrigée. La figure 5.8 illustre les résultats obtenus dans les données et les simulations. Les deux distributions présentent la même tendance. La différence maximum constatée est de 1%. Cela implique, en supposant les muons décorrélés, une valeur de l'incertitude systématique liée aux



**FIGURE 5.8** – Distributions du taux de correction des effets corrélés dans les données et les simulations *pures* en fonction de 8 sous-périodes.

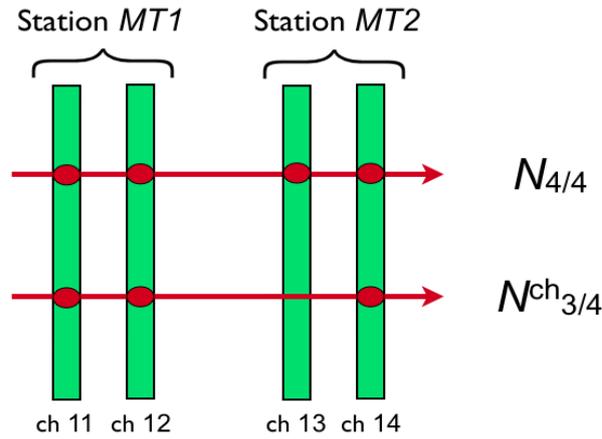
effets corrélés de 2% au niveau des  $J/\psi$ . Soit en sommant<sup>2</sup> les incertitudes liées à la méthode de mesure (effets décorrélés de 9%) et à la correction des CDA (effets corrélés de 2%), nous obtenons une incertitude systématique de l'efficacité égale à 11% pour le  $J/\psi$ . Un résumé des incertitudes systématiques liées à l'efficacité de trajectographie est donné dans le tableau 5.1.

### 5.3 Efficacité du déclencheur muon

Le déclencheur muon permet de sélectionner des événements qui possèdent des muons de grande impulsion dans la fenêtre en rapidité couverte par le spectromètre (Cf. 2.3.1, p.82). Ce sous-système se compose de 4 plans de 18 *Resistive Plate Chambers* (RPC) arrangés en 2 stations. Les RPC sont des détecteurs gazeux. Ils sont équipés de bandes de détections placées de part et d'autre de la chambre avec des orientations différentes. Cela permet de fournir la position de l'impact dans la chambre. D'un côté, les bandes sont placées perpendiculairement à la direction du champ magnétique généré par le dipôle. Ce plan est appelé *bending plane*. De l'autre côté, dit *non-bending plane*, les bandes sont disposées parallèlement au champ du dipôle.

Tout comme pour le trajectographe, l'efficacité du déclencheur muon est déterminée à partir de simulations. Il s'agit de calculer le rapport du nombre de traces *déclenchées* sur le nombre de traces *déclenchables*. Que ce soit dans des simulations *pures* ou bien dans des simulations *enrichies* pour des événements périphériques, l'efficacité du déclencheur muon est  $\epsilon_{trg} = 97,6 \pm 0,05\%$ . Cette valeur est correcte pour de suffisamment hautes impulsions transverses de telle sorte que les seuils de sélection et la correspondance des traces entre trajectographe et déclencheur ne puissent jouer aucun rôle. Pour les collisions les plus centrales, une faible diminution de l'efficacité des muons simples de 3,5% est observée due à l'augmentation de la multiplicité de particules. La valeur de l'efficacité du déclencheur muon dépend de l'efficacité intrinsèque des chambres

2. Ces deux sources d'incertitudes n'étant pas indépendantes, elles ne doivent pas être sommées quadratiquement.



**FIGURE 5.9** – Schéma du déclencheur muon composé de quatre chambres formant deux stations. Les possibilités de réponse du déclencheur au passage d'une particule et respectant la condition 3/4 de l'algorithme de déclenchement y sont représentées.

de déclenchement, d'un côté, et de la réponse du déclencheur en fonction de l'impulsion transverse de la particule, de l'autre.

L'efficacité des chambres est déterminée à partir des données à travers une procédure semblable à celle du calcul de l'efficacité de trajectographie, basée sur l'étude des impacts associées aux traces. Décrivons tout d'abord cette méthode développée dans [222]. Il s'agit d'un calcul utilisant les critères de l'algorithme de déclenchement. Pour qu'une particule puisse déclencher le système, il faut qu'elle possède un impact dans au moins 3 chambres sur 4 et cela pour les *bending planes* et les *non bending planes* indépendamment. Les différentes possibilités d'impacts associés au passage d'une particule à travers les quatre chambres du déclencheur vérifiant la condition de l'algorithme sont représentées schématiquement sur la figure 5.9.

À partir d'un échantillon de particules  $N_{tot}$  qui traversent le déclencheur muon, le nombre de traces *déclenchées* qui possèdent un impact dans les quatre chambres est

$$N_{4/4} = N_{tot} \prod_{i=11}^{i=14} \epsilon_i$$

où  $\epsilon_i$  représente l'efficacité des chambres de déclenchement numérotées de 11 à 14.

Puisque l'algorithme de déclenchement nécessite qu'une trace possède un signal dans au moins 3 chambres sur 4, il est possible d'avoir une trace *déclenchée* même si une chambre ne donne pas de réponse. Le nombre de traces *déclenchées*, sans tenir compte de la réponse de la chambre  $ch$  est donc :

$$N_{3/4}^{ch} = N_{tot} \prod_{\substack{i \neq ch \\ 11 \leq i \leq 14}} \epsilon_i.$$

Ainsi, à partir des deux définitions ci-dessus, nous pouvons déterminer l'efficacité de la chambre  $ch$  tel que

$$\epsilon_{ch} = \frac{N_{4/4}}{N_{3/4}^{ch}}.$$

Il est donc possible à partir des impacts associés au passage d'une particule de mesurer l'efficacité des chambres de déclenchement. Cette méthode permet d'obtenir une valeur moyenne de l'efficacité de déclenchement par chambre. Néanmoins, il est également possible de mesurer l'efficacité au niveau des RPC puisque les chambres de détection possèdent une géométrie projective. En étudiant le sous-ensemble de traces qui traversent des RPC situés les uns en face des autres dans chaque chambre, nous pouvons accéder à  $N_{4/4}$  et  $N_{3/4}^{ch}$ . Ces nombres nous permettent ensuite de calculer l'efficacité des RPC pour chaque chambre  $ch$ . De la même manière, en utilisant la similitude des chambres de déclenchement, nous pouvons appliquer la méthode à un niveau encore plus bas, au niveau des cartes locales du déclencheur muon. Ainsi, nous obtenons jusqu'à 234 valeurs d'efficacité par plan de détection et par chambre. Les cartes d'efficacité mesurée dans les données Pb-Pb LHC11h au niveau des cartes locales de la chambre 12 (*bending planes* et *non bending planes*) sont présentées sur la figure 5.10 où l'on peut observer de très bonnes efficacités (globalement >95%).

Afin d'estimer l'incertitude systématique associée au calcul de l'efficacité des chambres de déclenchement, nous réalisons une procédure s'appuyant sur la méthode précédente. Premièrement, il s'agit de mesurer l'efficacité dans les données à partir de l'étude des traces ayant au moins un impact dans trois des quatre chambres (méthode ci-dessus). Cette opération est effectuée plusieurs fois en modifiant les échantillons de données étudiés (traces sélectionnées, classes de déclenchement, classes de centralité, etc). La différence maximum observée entre les valeurs d'efficacité mesurées au niveau des cartes

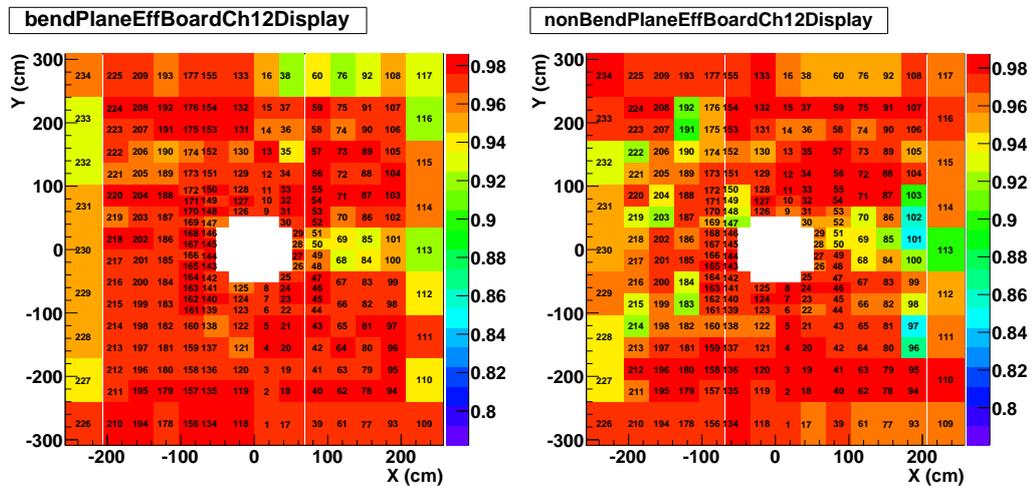


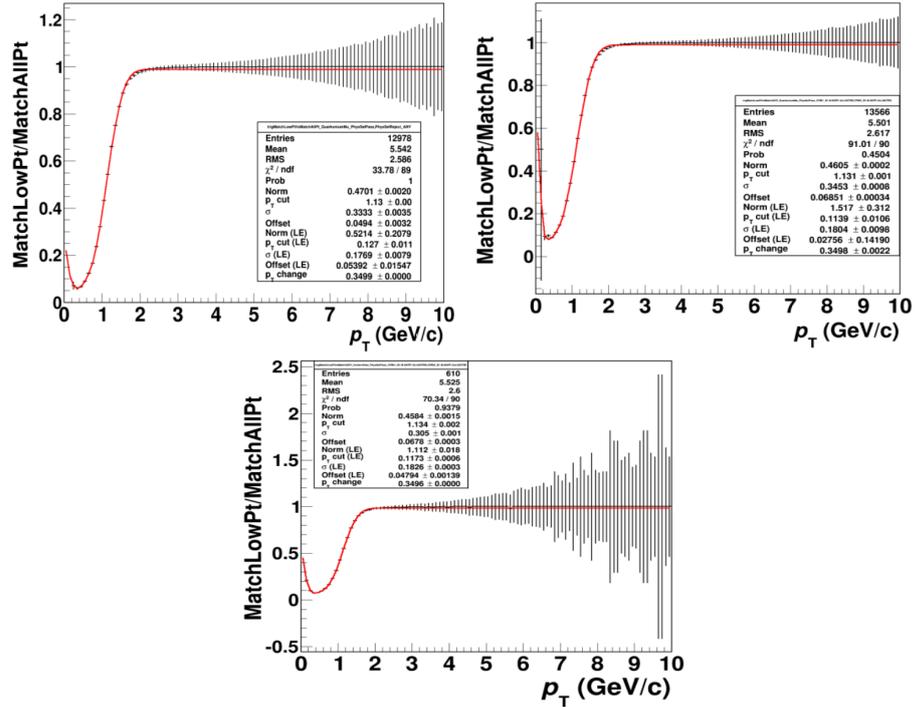
FIGURE 5.10 – Cartes d'efficacité mesurées au niveau des cartes locales de déclenchement dans les données Pb-Pb LHC11h pour le *bending plane* (gauche) et le *non bending plane* de la chambre 12.

locales est choisie comme incertitude systématique de la chambre. Nous disposons alors de cartes d'efficacité avec une incertitude systématique associée pour les quatre chambres.

Ensuite, nous réalisons des simulations *pures* en utilisant les cartes d'efficacité mesurées dans les données afin de reproduire la probabilité de détection des muons. Puis, nous réalisons de nouveau des simulations *pures* en modifiant les cartes d'efficacité dans la limite de leurs incertitudes systématiques. Finalement, nous calculons pour ces deux simulations l'efficacité comme étant le rapport du nombre de traces *déclenchées* sur le nombre de traces *déclenchables*, autrement dit la probabilité de satisfaire la condition 3/4 du déclencheur. La différence entre ces deux valeurs extraites des simulations nous donne accès à l'incertitude systématique de l'efficacité des chambres de détection. Les résultats obtenus pour la période Pb-Pb LHC11h nous permettent d'estimer cette incertitude à hauteur de 1% au niveau des muons simples soit une valeur de 2% pour le  $J/\psi$ .

5 L'efficacité des chambres de déclenchement représente seulement l'une des deux composantes de la fonction de réponse du déclencheur et affecte principalement la valeur absolue de l'efficacité, indépendamment de l'impulsion transverse de la particule. L'estimation de l'incertitude systématique relative à la dépendance en  $p_T$  de la fonction de réponse est effectuée à travers une procédure consistant à comparer des observables mesurées dans les données et dans des simulations. La classe de déclenchement MUL utilisée dans l'analyse des données Pb-Pb 2011 (Cf. 3.2, p.90) consiste en un signal de deux muons identifiés  $Lp_T$  (seuil bas en impulsion transverse, Cf. 2.3.1, p.82). Concernant les données LHC11h, les seuils en impulsion transverse du déclencheur sont respectivement 1 et 0,5 GeV/c pour  $Lp_T$  et  $Ap_T$ . Pour étudier la fonction de réponse du seuil  $Lp_T$ , le rapport du nombre de muons identifiés  $Lp_T$  sur le nombre de muons identifiés  $Ap_T$  en fonction de  $p_T$  est déterminé à partir de l'analyse des données LHC11h, des simulations *enrichies* et des simulations *pures*. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.11.

Ces distributions sont ajustées à l'aide d'une fonction ad hoc qui correspond aux courbes rouges sur les graphiques. Ensuite, nous analysons les simulations *pures* pour réaliser le spectre de masse invariante des muons identifiés comme  $Ap_T$  en pondérant chaque muon par la valeur du rapport  $Lp_T/Ap_T$  correspondant à son  $p_T$ . Cette opération est effectuée pour les trois fonctions d'ajustement des rapports obtenues précédemment. Ainsi, la fonction de réponse du déclencheur est remplacée par l'utilisation de ces fonctions. Finalement, la différence relative entre les intégrales des spectres de masse invariante obtenues avec les trois différentes paramétrisations de la réponse du déclencheur est définie comme l'incertitude systématique de la fonction de réponse du déclencheur en fonction de  $p_T$ . Pour le spectre intégré en  $p_T$  et  $y$  la différence est de 1%. Cette même valeur de 1% est observée pour tous les intervalles en  $p_T$  et  $y$  utilisés lors de l'extraction du signal  $J/\psi$ , excepté pour l'intervalle  $0 < p_T < 1$  GeV/c où la différence atteint 3%. L'incertitude se concentre dans ce premier intervalle en impulsion transverse du  $J/\psi$  puisqu'au moins un des deux muons de



**FIGURE 5.11** – Distributions en fonction de  $p_T$  du rapport du nombre de muons identifiés  $L_{p_T}$  sur le nombre de muons identifiés  $A_{p_T}$  extraits des simulations *pures* (gauche), des simulations *enrichies* (centre) et des données Pb-Pb LHC11h (droite). Les courbes rouges représentent une fonction d’ajustement ad-hoc.

décroissance du  $J/\psi$  possède un faible  $p_T$  et est donc influencé par la fonction de réponse.

L’incertitude systématique totale du déclencheur muon est déterminée par la somme quadratique des deux sources d’incertitude, considérées indépendantes, que sont l’efficacité de détection des chambres de déclenchement et l’efficacité de réponse du déclencheur. Une dernière source d’incertitude liée à la dépendance en centralité, c’est-à-dire à l’augmentation de la multiplicité, a été déterminée en modifiant la réponse du déclencheur muon au passage d’une particule. Pour cela deux simulations *enrichies* ont été réalisées en activant ou non le module prenant en compte la taille des clusters. La différence relative entre les efficacités calculées au niveau des  $J/\psi$ , en fonction de la centralité des événements, nous permet d’estimer l’incertitude systématique associée à la dépendance en centralité du déclencheur. La désactivation du module sur la taille des clusters dans les simulations étant un cas extrême, nous définissons l’incertitude systématique comme étant la moitié de la précédente différence obtenue. Ainsi nous obtenons les incertitudes systématiques suivantes : 1% pour 0–10%, 1% pour 10–20%, 0,5% pour 20–30% et 0,5% pour 30–40%. Un résumé des incertitudes systématiques liées à l’efficacité du déclencheur muon est également donné dans le tableau 5.1.

Enfin, il nous est nécessaire d’étudier l’incertitude systématique de l’efficacité d’appariement des deux sous-systèmes. Autrement dit, il s’agit de la correspondance entre une trace reconstruite dans le trajectographe et les impacts

**TABLE 5.1** – Résumé des différentes sources d’incertitudes systématiques liées à l’efficacité de détection du spectromètre à muons. Il s’agit des incertitudes dé-corrélées en fonction de la centralité (haut), de l’impulsion transverse (milieu) et de la rapidité (bas). Les incertitudes corrélées sont données dans la dernière colonne.

sources	Centralité (%)									corr.
	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80	80-90	
Trajectographe	1%	0,5%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	11%
Déclencheur										2%
Appariement	1%	1%	0,5%	0,5%	0%	0%	0%	0%	0%	1%

sources	$p_T$ (GeV/c)							corr.
	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-8	
Trajectographe	11%	10,5%	10,5%	10%	9,5%	9,5%	9,5%	1%
Déclencheur	4%	2%	2%	2%	2%	2%	2%	1%
Appariement	1%	1%	1%	1%	1%	1%	1%	

sources	$y$						corr.
	2,5-2,75	2,75-3	3-3,25	3,25-3,5	3,5-3,75	3,75-4	
Trajectographe	9%	10%	13%	14%	13%	8,5%	1%
Déclencheur	2%	2%	2%	2%	2%	2%	1%
Appariement	1%	1%	1%	1%	1%	1%	

enregistrés dans les chambres du déclencheur muon. En effet, lors de l’analyse des données, les traces muons utilisées pour la reconstruction des  $J/\psi$  sont sélectionnées de telle sorte qu’elles vérifient cet appariement. Cette incertitude systématique est définie par la différence relative observée du nombre de traces appariées à l’aide de simulations dans lesquelles différentes coupures en  $\chi^2$  sont appliquées sur l’appariement des deux sous-systèmes. L’incertitude systématique liée à l’efficacité d’appariement obtenue est de 1%. Elle est considérée corrélée en fonction de la centralité et décorréelée en fonction de  $p_T$  et  $y$ .

## 5.4 Détermination de la correction en acceptation efficacité

Les taux de production bruts de  $J/\psi$  extraits dans le chapitre précédent à partir des spectres de masse invariante représentent les  $J/\psi$  reconstruits à partir de leurs deux muons de décroissance qui ont été détectés par le spectromètre et qui ont passé toutes les sélections. Ces nombres sont donc sensibles aux effets du détecteur et doivent être corrigés. L’efficacité de détection comprenant l’efficacité du trajectographe, du déclencheur et d’appariement discutées dans les sections précédentes doit être évaluée tout comme l’acceptance du spectromètre. Cette dernière variable correspond au rapport du nombre de  $J/\psi$  dont les deux muons de décroissance sont détectables dans la fenêtre en rapidité couverte par le spectromètre sur le nombre total de  $J/\psi$  produits dans cette même fenêtre en rapidité.

Afin de calculer cette correction en acceptation et efficacité ( $A\epsilon$ ) du spectromètre, des simulations *enrichies* ont été réalisées en prenant en compte l’état du détecteur tel qu’il était lors de la prise de données. L’avantage des simulations *enrichies* est de pouvoir calculer le facteur  $A\epsilon$  de manière non biaisée en fonction de la centralité, de l’impulsion transverse et de la rapidité. En effet,

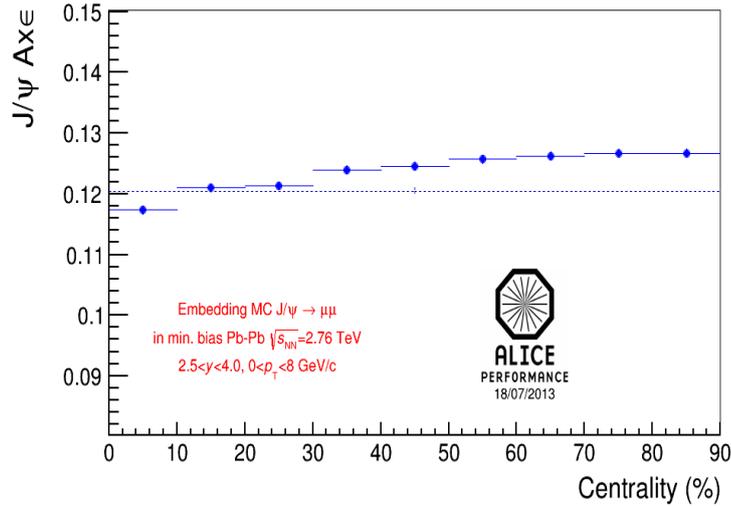
rappelons que l'augmentation de l'occupation du détecteur avec la centralité de la collision peut altérer l'efficacité de reconstruction. Or, à la différence des simulations *pures*, les simulations *enrichies* reproduisent ce phénomène à l'aide du bruit de fond présent dans les événements MB réels (Cf. 2.3.2, p.83). Les distributions en impulsion transverse et en rapidité des  $J/\psi$  générés ont été ajustées pour reproduire celles mesurées dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV par différentes expériences.

Une procédure spécifique a été développée pour estimer l'incertitude systématique associée aux paramétrisations MC choisies [238]. Elle consiste à effectuer différentes simulations en modifiant les distributions en  $p_T$  et  $y$  et de comparer les résultats au niveau de la valeur en  $A\epsilon$  calculée. La précision des mesures utilisées pour effectuer l'ajustement est prise en compte d'une part ainsi que les corrélations  $p_T$ - $y$ ,  $p_T$ -centralité et  $y$ -centralité d'autre part en se plaçant dans les cas extrêmes observés. Une incertitude systématique corrélée en fonction de la centralité de 3,2% a été estimée pour la correction en  $A\epsilon$  intégrée en  $p_T$  et  $y$ . Les dépendances en  $p_T$  et  $y$  sont détaillées dans le tableau 5.2. L'effet le plus important se trouve aux limites haute et basse de la distribution en  $y$  où l'acceptation chute fortement.

**TABLE 5.2** – Valeurs de l'incertitude systématique associée aux paramétrisations MC en fonction de  $p_T$  et  $y$ .

$2,5 < y < 4$ et centralité 0-90%		$0 < p_T < 8$ GeV/c et centralité 0-90%	
$p_T$ (GeV/c)	<i>sys</i> MC (%)	$y$	<i>sys</i> MC (%)
[0; 8]	3,2	[2,5; 3]	9,0
[0; 2]	1,0	[3; 3,5]	5,0
[2; 5]	2,0	[3,5; 4]	7,0
[5; 8]	3,0	[2,5; 2,75]	6,8
[0; 1]	0,5	[2,75; 3]	4,4
[1; 2]	0,5	[3; 3,25]	3,2
[2; 3]	0,4	[3,25; 3,5]	3,0
[3; 4]	0,5	[3,5; 3,75]	3,6
[4; 5]	0,7	[3,75; 4]	6,1
[5; 6]	0,7		
[6; 8]	0,8		

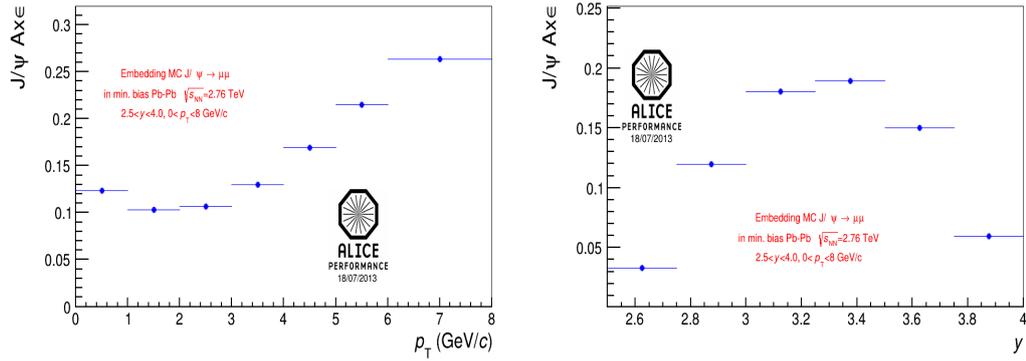
Le calcul du facteur de correction en  $A\epsilon$  des  $J/\psi$  est effectué à partir des simulations *enrichies* en appliquant les mêmes sélections que dans les données. Les muons reconstruits dans le trajectographe doivent correspondre aux coupures suivantes :  $-4 < \eta_\mu < -2,5$ ,  $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$  et posséder une trace identifiée  $Lp_T$  dans le déclencheur muon. Une coupure sur la rapidité des dimuons est également appliquée :  $2,5 < y < 4$ . De plus, l'impulsion transverse des  $J/\psi$  reconstruits est limitée à 8 GeV/c pour être cohérent avec l'analyse effectuée sur les données p-p à 2,76 TeV dont la section efficace  $J/\psi$ , qui sert au calcul du facteur de modification nucléaire, est extraite (Cf.7.2, p.162). Une nouvelle carte du champ magnétique a été utilisée ainsi que la simulation de la taille des clusters dans les chambres du déclencheur muon.



**FIGURE 5.12** – Distribution de la correction en acceptation efficacité ( $A\epsilon$ ) des  $J/\psi$  en fonction de la centralité de la collision. Les valeurs sont extraites de simulations *enrichies* reproduisant l'état du spectromètre et son évolution durant la prise de données.

Les résultats de la correction en  $A\epsilon$  des  $J/\psi$  sont obtenus run par run en fonction de la centralité par le rapport entre le nombre de  $J/\psi$  reconstruits satisfaisant aux sélections citées ci-dessus et le nombre de  $J/\psi$  générés dans les intervalles cinématiques  $0 < p_T < 8$  GeV/c et  $2,5 < y < 4$ . Une intégration des résultats est faite sur les 134 runs en pondérant l'efficacité de chaque run par le nombre d'événements MUL analysés correspondant puisque les simulations *enrichies* sont effectuées au prorata des événements MB. La figure 5.12 montre le facteur de correction en  $A\epsilon$  calculé en fonction de la centralité de la collision. On observe une diminution de 7,4% de la correction en  $A\epsilon$  des  $J/\psi$  entre collisions centrales et périphériques due essentiellement à la déformation des traces reconstruites dans le déclencheur muon qui affecte l'efficacité d'appariement entre le trajectographe et le déclencheur. Le détail des valeurs obtenues est reporté dans le tableau 5.3.

La correction d' $A\epsilon$  intégrée en centralité (0-90%) est calculée en pondérant la valeur de l' $A\epsilon$  obtenue dans chaque intervalle de centralité par le nombre de  $J/\psi$  mesurés dans les données et corrigé de cette même valeur. Cela permet de prendre en compte la distribution réelle de production de  $J/\psi$  en fonction de la centralité. Ce calcul de pondération a été également effectué en remplaçant le nombre de  $J/\psi$  mesurés par le nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon,  $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ , ou par le nombre moyen de participants,  $\langle N_{\text{part}} \rangle$ . Les résultats sont cohérents avec moins de 0,6% de différence. La valeur de la correction en  $A\epsilon$  des  $J/\psi$  intégrée en centralité (0-90%) est  $0,1203 \pm 0,0004$ . Si un même poids est attribué à tous les intervalles de centralité, bien que cette procédure ne soit pas correcte, alors le résultat intégré est biaisé et présente une augmentation de 3% par rapport à la valeur précédente. De la même manière nous obtenons les résultats de l' $A\epsilon$  intégrée en centralité (0-90%) en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité des  $J/\psi$ . Les distributions correspondantes sont présentées dans la figure 5.13 et les valeurs dans le tableau 5.3.



**FIGURE 5.13** – Distribution de la correction en acceptation efficacité ( $A\epsilon$ ) des  $J/\psi$  en fonction de leur impulsion transverse (gauche) et de leur rapidité (droite). Les valeurs sont extraites de simulations *enrichies*.

### Efficacité de détection

Le calcul du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  (Cf. 7, p.159) nécessite de connaître la correction en acceptation efficacité ( $A\epsilon$ ) des  $J/\psi$  détectés par le spectromètre à muons. Pour cela, des simulations *enrichies* reproduisant les données ont été utilisées. La valeur de l' $A\epsilon$  intégrée en centralité,  $p_T$  et  $y$  obtenue est de  $0,1203 \pm 0,0004$ .

En parallèle, différentes méthodes ont été développées afin de déterminer les incertitudes systématiques liées à la reproductibilité des données par les simulations. Ainsi, les valeurs suivantes d'incertitudes systématiques corrélées en fonction de la centralité ont été obtenues : 3,2% pour les paramétrisations MC, 11% pour l'efficacité de trajectographie, 2% pour l'efficacité de déclenchement et 1% pour l'efficacité d'appariement. Les variations des efficacités avec l'augmentation de la multiplicité de particules en fonction de la centralité ont également été étudiées. L'incertitude systématique correspondante atteint 1% pour la trajectographie et 1% pour le déclenchement et l'appariement combinés dans les collisions les plus centrales.

**TABLE 5.3** – Valeurs de la correction en acceptation efficacité extraite des simulations *enrichies* en fonction de la centralité de la collision (haut), de l'impulsion transverse des  $J/\psi$  (gauche) et de leur rapidité (droite). L'incertitude associée correspond à la statistique de  $J/\psi$  générés.

Centralité (%)	$A\epsilon \pm (stat)$
0-90	$0,1203 \pm 0,0004$
0-10	$0,1173 \pm 0,0007$
10-20	$0,1210 \pm 0,0007$
20-30	$0,1213 \pm 0,0007$
30-40	$0,1240 \pm 0,0007$
40-50	$0,1246 \pm 0,0007$
50-60	$0,1257 \pm 0,0007$
60-70	$0,1263 \pm 0,0007$
70-80	$0,1267 \pm 0,0007$
80-90	$0,1267 \pm 0,0007$

$p_T$ (GeV/c)	$A\epsilon \pm (stat)$
[0; 1]	$0,1237 \pm 0,0009$
[1; 2]	$0,1034 \pm 0,0006$
[2; 3]	$0,1065 \pm 0,0006$
[3; 4]	$0,1296 \pm 0,0009$
[4; 5]	$0,1695 \pm 0,0015$
[5; 6]	$0,2151 \pm 0,0024$
[6; 8]	$0,2636 \pm 0,0031$

$y$	$A\epsilon \pm (stat)$
[2,5; 2,75]	$0,0330 \pm 0,0004$
[2,75; 3]	$0,1199 \pm 0,0008$
[3; 3,25]	$0,1806 \pm 0,0010$
[3,25; 3,5]	$0,1895 \pm 0,0010$
[3,5; 3,75]	$0,1503 \pm 0,0010$
[3,75; 4]	$0,0598 \pm 0,0007$

- 6.1 Méthode de comptage d'événements
- 6.2 Méthode à partir des compteurs de déclenchement
- 6.3 Luminosité intégrée de la classe de déclenchement MUL

## Facteur de normalisation

LORS DE LA PRISE DE DONNÉES Pb-Pb 2011 (LHC11h), la classe de déclenchement MUL, basée sur le déclencheur muon (Cf. 3.2, p.90), a été utilisée pour sélectionner des événements contenant deux muons de charges opposées vers l'avant ( $2,5 < y < 4$ ). Cette classe de déclenchement permet d'augmenter la fraction d'événements enregistrés contenant un  $J/\psi$  produit dans l'acceptance du spectromètre d'environ un facteur 20 par rapport au déclenchement de biais minimums (MB). On atteint ainsi de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-3}$   $J/\psi$  détectés par événement MUL. De plus, le temps mort de lecture maximum autorisé de la classe de déclenchement MB (33%) est plus grand que celui de la classe MUL (20%). L'utilisation de la classe de déclenchement MUL conduit alors à une plus grande statistique de  $J/\psi$  collectés par rapport à la classe de déclenchement MB.

Néanmoins, le calcul du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  (Cf. 7, p.159) nécessite de connaître le taux de production de  $J/\psi$  rapporté au nombre d'événements MB. En effet, le facteur de recouvrement nucléaire utilisé dans ce calcul est déterminé en fonction de la centralité, qui est elle-même estimée comme pourcentage de la section efficace MB. Par conséquent, nous devons rapporter le nombre d'événements MUL analysés à un nombre d'événements MB équivalent. La méthode utilisée pour calculer ce facteur de normalisation, basée sur un simple comptage des événements reconstruits et sélectionnés avec différents critères de déclenchement, est expliquée dans la première section de ce chapitre. Une variante de cette méthode, se limitant aux événements contenant des traces reconstruites satisfaisant aux critères de sélection utilisés dans l'analyse (Cf. 3.6, p.103), est utilisée pour contrôler la stabilité des résultats. Ensuite, une méthode alternative basée sur l'analyse des compteurs de déclenchement, comme décrit dans la seconde section de ce chapitre, a également été utilisée et comparée aux précédentes. Finalement, le calcul de la luminosité de l'échantillon de données collectées à l'aide de la classe de déclenchement MUL est effectué dans une troisième et dernière section.

## 6.1 Méthode de comptage d'événements

Le facteur de normalisation,  $F_{norm}$ , entre les classes de déclenchement MB et MUL, est déterminé par une méthode de comptage des événements au niveau des événements reconstruits. Par définition (Cf. 3.2, p.90), la classe de déclenchement MUL correspond à la classe de déclenchement MB à laquelle on ajoute<sup>1</sup> un signal provenant du déclencheur muon (ici 0MUL). Ainsi, un événement qui appartient à la classe MB peut également appartenir à la classe MUL. Il s'agit alors de compter le nombre d'événements MUL parmi les événements MB et de calculer le rapport suivant qui définit le facteur de normalisation :

$$F_{norm} = \frac{N_{evt}^{MB}}{N_{evt}^{MUL \in MB}}.$$

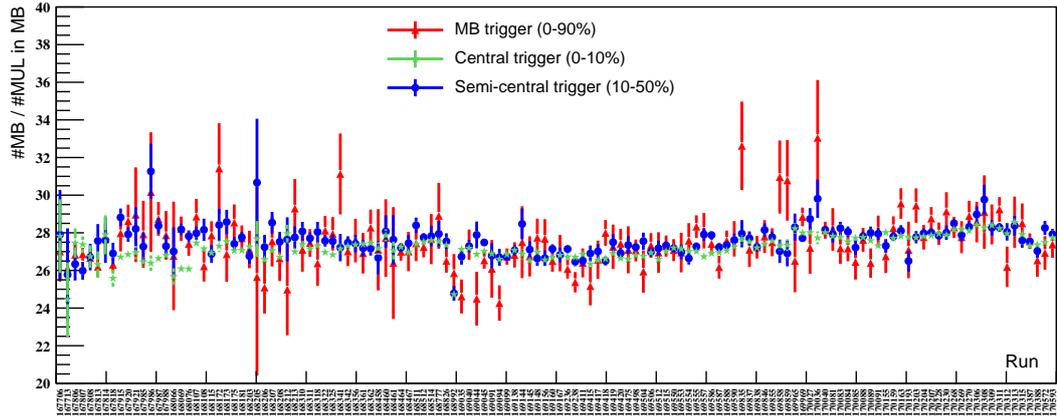
Le même travail peut-être effectué à partir des classes de déclenchement MB, Centrale et Semi-centrale. Nous avons calculé ce rapport en fonction des 132 runs, parmi les 134 de la classe MUL sélectionnés par le QAmuon, pour lesquels ces trois classes sont présentes. Nous comptons les événements après application de la *Physics Selection* afin d'éliminer ceux qui ne seraient pas dus à des collisions hadroniques et selon les intervalles de centralité pour lesquels l'efficacité de déclenchement est de 100%. Ainsi, la classe MB correspond à l'intervalle de centralité 0-90%, la classe Centrale à 0-7,5%<sup>2</sup> et la classe Semi-centrale à 10-50%.

Afin d'obtenir un résultat comparable pour l'intervalle 0-90%, une correction en centralité est effectuée pour les classes Centrale et Semi-centrale. Pour cela, les distributions en centralité des événements (Cf. 3.7, p.102) permettent d'extraire, pour chaque classe de déclenchement, la proportion d'événements contenus dans un intervalle de centralité donné. Ainsi, puisque les distributions des classes Centrale et Semi-centrale sont plates, les corrections sont respectivement de 7,5/90 et 40/90. Pour ce qui est de la classe MUL la distribution décroît de manière exponentielle de telle sorte que 44,5% des événements appartenant à l'intervalle de centralité 0-90% sont contenus dans l'intervalle 0-7,5% et 44,3% dans l'intervalle 10-50% (Tab.6.1). Cette effet est dû à la condition d'avoir deux muons dans le déclencheur muon qui est très dépendante de la centralité.

Les distributions du facteur de normalisation obtenues pour les trois classes étudiées en fonction du numéro du run sont présentées sur la figure 6.1. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude statistique. La classe de déclenchement MB présente le plus faible échantillon d'événements. On constate que les trois distributions sont plates ce qui confirme la stabilité du déclencheur muon tout au long de la période. Un ajustement de chaque distribution est effectué par une constante pour extraire les valeurs de  $F_{norm}$  dont l'erreur associée

1. Le déclencheur MB n'est pas préférable car il dispose d'un temps mort important et son taux est réduit délibérément pour favoriser les déclencheurs d'événements dits rares comme MUL.

2. Par définition la classe Centrale correspond à l'intervalle de centralité 0-10%. Cependant, la distribution en centralité des événements présente une forte diminution au-delà de 7,5%. L'intervalle de centralité de cette classe est donc réduit à 0-7,5%.

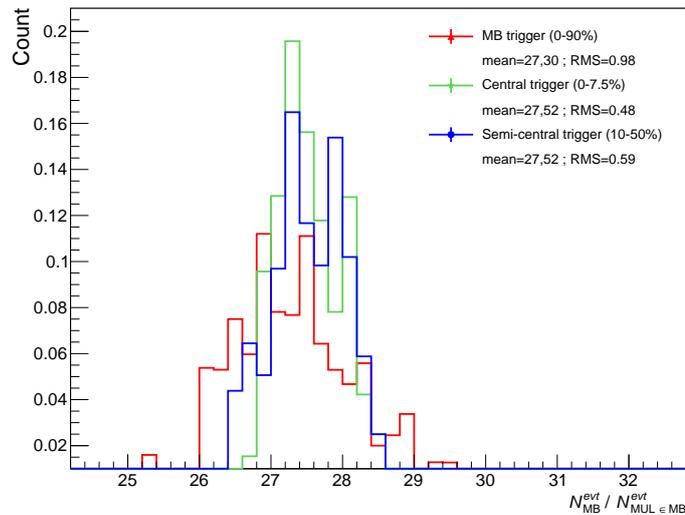


**FIGURE 6.1** – Distributions du facteur de normalisation  $F_{norm}$  obtenues à partir des classes de déclenchement MB, Centrale et Semi-centrale en fonction de 132 runs de la période LHC11h. Les distributions des classes Centrale et Semi-centrale sont corrigées en centralité afin de correspondre à l'intervalle 0-90%.

correspond à l'erreur statistique de la mesure. L'incertitude systématique est choisie comme étant égale à la déviation standard (RMS) de la distribution de  $F_{norm}$  mesurée run par run et pondérée par l'inverse de l'erreur statistique associée au carré, comme illustré par la figure 6.2.

Les résultats de  $F_{norm}$  obtenus à partir des trois classes de déclenchement MB, Centrale et Semi-centrale sont présentés dans le tableau 6.1 avant et après la correction en centralité. La valeur finale du facteur de normalisation est déterminée en calculant la moyenne pondérée par l'incertitude statistique des trois résultats précédents. Nous obtenons :

$$- F_{norm}^{0-90\%} = 27,51 \pm 0,01(stat) \pm 0,97(sys)$$



**FIGURE 6.2** – Distribution, pour chaque classe de déclenchement, du facteur de normalisation mesuré run par run, ramené à l'intervalle de centralité 0-90% et pondéré par l'inverse de l'erreur statistique associée au carré.

**TABLE 6.1** – Résultats du facteur de normalisation  $F_{\text{norm}}$  intégré sur la période LHC11h en fonction des différentes classes de déclenchement avec et sans correction en centralité.

Classe	$F_{\text{norm}} \pm (\text{stat}) \pm (\text{sys})$	cent. corr. MUL	$F_{\text{norm}}^{0-90\%} \pm (\text{stat}) \pm (\text{sys})$
MB	$27,303 \pm 0,068 \pm 0,974$	1	$27,303 \pm 0,068 \pm 0,974$
CENT	$5,153 \pm 0,002 \pm 0,090$	0,445	$27,517 \pm 0,011 \pm 0,481$
Semi-CENT	$27,609 \pm 0,029 \pm 0,590$	0,443	$27,519 \pm 0,029 \pm 0,588$

L'incertitude systématique représente 3,5% et correspond à la plus grande des trois valeurs, c'est à dire à celle de la classe MB.

La méthode décrite ci-dessus compte les événements au niveau des classes de déclenchement. Pour confirmer les résultats obtenus, une méthode parallèle consiste à compter les événements de la même manière mais en appliquant en plus des sélections sur les traces reconstruites dans les événements MUL appartenant également à la classe de déclenchement MB. Il s'agit d'effectuer les mêmes coupures sur les muons et dimuons que celles réalisées dans l'analyse pour extraire le nombre de  $J/\psi$ . Ainsi, les muons doivent satisfaire les critères suivants :  $-4 < \eta < -2,5$ ,  $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$  et correspondance entre trace reconstruite et signal de déclenchement  $Lp_T$ . Les dimuons quant à eux doivent être de charges opposées dans l'intervalle de rapidité  $2,5 < y_{\text{Dimuon}} < 4$ .

En ajoutant ainsi des sélections sur les traces reconstruites, nous nous limitons à la fraction d'événements intéressants pour l'analyse. Cependant le facteur de normalisation ainsi obtenu, appelé  $F_{\mu\mu}$ , n'est pas directement comparable à celui calculé précédemment. De plus, il devient sensible aux fluctuations de l'efficacité de reconstruction du spectromètre en fonction des runs. Afin de s'affranchir de cette dépendance et de comparer les résultats des deux méthodes, nous devons remonter au nombre d'événements MB équivalent au nombre total d'événements MUL analysés. Celui-ci est obtenu en multipliant (run par run dans le cas de la seconde méthode) par le facteur de normalisation le nombre d'événements de la classe de déclenchement MUL satisfaisant les mêmes critères de sélection, soit :

$$\begin{aligned} \text{Méthode 1 :} \quad N_{\text{evt}}^{\text{MB}} &= F_{\text{norm}} \times N_{\text{evt}}^{\text{MUL}} \\ \text{Méthode 2 :} \quad N_{\text{evt}}^{\text{MB}} &= \sum_{\text{run}} \frac{N_{\text{evt}}^{\text{MB}}}{N_{\text{evt}}^{\text{MUL}_{\mu\mu} \in \text{MB}}} \times N_{\text{evt}}^{\text{MUL}_{\mu\mu}} \end{aligned}$$

Les calculs sont réalisés à partir des trois classes de déclenchement MB, Centrale et Semi-centrale dans leur intervalle de centralité respectif. Les résultats des deux méthodes sont présentés dans le tableau 6.2. On constate que la différence relative entre ces deux résultats n'excède pas 2%, ce qui est inférieur à l'incertitude systématique sur le facteur de normalisation moyen  $F_{\text{norm}}^{0-90\%}$  obtenu via la première méthode.

**TABLE 6.2** – Comparaison des nombres d'événements équivalent MB calculés avec les deux méthodes à partir des trois classes de déclenchement MB, Centrale et Semi-centrale dans leur intervalle de centralité respectif.

Classe	$F_{\text{norm}}^{\mu^+\mu^-} \times N_{\text{evt}}^{\text{MUL}\mu\mu}$	$F_{\text{norm}} \times N_{\text{evt}}^{\text{MUL}}$	Différence relative
MB	480 892 736	471 785 901	1,89%
CENT	39 734 353	39 633 547	0,25%
Semi-CENT	213 277 725	211 563 101	0,80%

## 6.2 Méthode à partir des compteurs de déclenchement

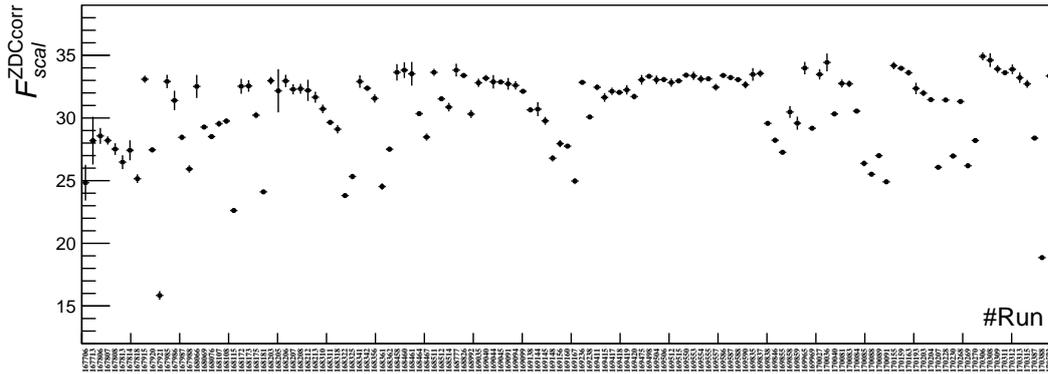
Une vérification du facteur de normalisation, mesuré à partir des événements analysés, est effectuée en comptant cette fois-ci le nombre d'événements bruts des classes de déclenchement. Lors de la prise de données, la réponse des déclencheurs est enregistrée simultanément dans des compteurs de niveau 0, que l'on nomme L0b (Cf. 2.2.4, p.76), quel que soit l'état du détecteur en aval, qu'il soit prêt ou non à enregistrer cet événement. Le contenu de ces compteurs n'est donc pas sensible au temps mort du système d'acquisition, cependant il est également sensible au bruit de fond.

L'idée est de déterminer le facteur de normalisation entre les classes MB et MUL à partir de l'information enregistrée dans ces compteurs, en calculant le rapport  $N_{\text{evt}}^{\text{MB}|L0b} / N_{\text{evt}}^{\text{MUL}|L0b}$  par run. Pour cela nous utilisons les valeurs des compteurs de déclenchement PBI1 et MUL au niveau L0b stockées dans l'OCDB, la base de données regroupant les conditions expérimentales comme l'alignement et les calibrations (Cf. 2.2.4, p.76). Cependant, le compteur de déclenchement PBI1 ne correspond pas à la classe de déclenchement MB, définie au niveau L1 par  $\text{PBI2} = \text{PBI1} \ \& \ 1\text{ZAC}$  (Cf. 3.2, p.90). Ce n'est pas le cas du compteur MUL qui correspond directement à la classe de déclenchement MUL définie au niveau L0 par  $\text{MUL} = \text{PBI1} \ \& \ 0\text{MUL}$ .

Une correction du compteur PBI1, basée sur les informations des détecteurs ZDC (signal 1ZAC), est nécessaire pour aboutir à la classe de déclenchement MB. Le rapport  $N_{\text{evt}}^{\text{PBI2}|L0a} / N_{\text{evt}}^{\text{PBI2}|L1b}$  permet d'accéder à ce taux correctif puisque la différence entre les niveaux L0a et L1b correspond à la prise en compte du signal 1ZAC (Cf. 2.2.4, p.76). Nous pouvons alors calculer le facteur de normalisation, nommé  $F_{\text{scal}}^{\text{ZDCcorr}}$ <sup>3</sup>, pour chaque run tel que :

$$F_{\text{scal}}^{\text{ZDCcorr}} = \frac{N_{\text{evt}}^{\text{PBI1}|L0b} \times (N_{\text{evt}}^{\text{PBI2}|L0a} / N_{\text{evt}}^{\text{PBI2}|L1b})}{N_{\text{evt}}^{\text{MUL}|L0b}}.$$

3. *scal* du nom anglais *scalers* utilisé pour définir les compteurs d'événements dans ALICE.



**FIGURE 6.3** – Distribution du facteur de normalisation  $F_{scal}^{ZDCcorr}$  en fonction des 132 runs étudiés de la période LHC11h.

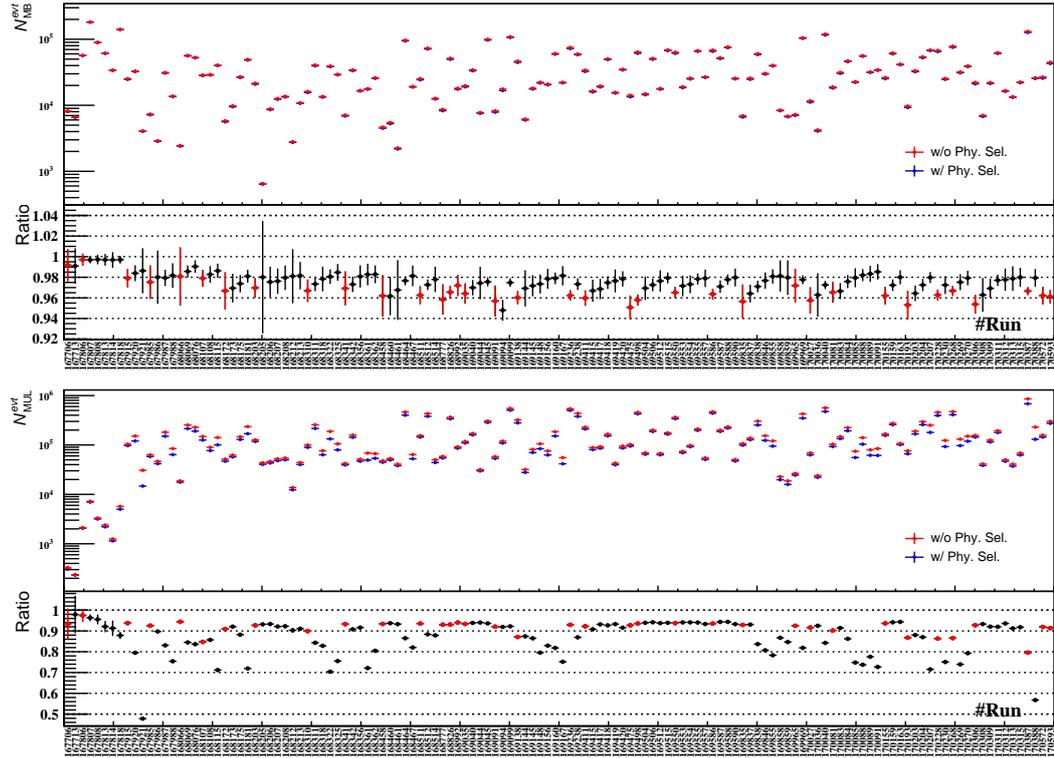
La distribution de  $F_{scal}^{ZDCcorr}$  obtenue en fonction des 132 runs étudiés<sup>4</sup> est présentée sur la figure 6.3. On observe des fluctuations importantes tout au long de la période qui sont dues à la contamination des compteurs de déclenchement par des événements issus d’interactions faisceau-gaz, d’interactions satellites liées à la structure du faisceau ou bien encore d’interactions électromagnétiques. Ces événements sont rejetés *offline* en appliquant la *Physics Selection* (Cf. 3.4, p.95).

Afin d’utiliser le facteur de normalisation calculé à partir des compteurs d’événements sur les données analysées, il est alors nécessaire d’appliquer le même facteur de réjection. Pour cela, le taux de rejet est déterminé, pour une classe de déclenchement donnée, sans coupure sur la centralité, par la fraction d’événements qui satisfont les critères de la *physics selection*. Les deux graphiques de la figure 6.4 représentent la statistique d’événements et le taux de rejet en fonction des 132 runs analysés pour la classe de déclenchement MB en haut et MUL en bas. Les points rouges visibles sur les distributions des rapports, qui représentent les taux de rejet, correspondent au premier run d’un nouveau remplissage du LHC. Les évolutions de ces rapports sont discutées dans le chapitre 3.4, p.95. Le facteur de normalisation calculé à partir des compteurs d’événements,  $F_{scal}^{ZDCcorr}$ , est alors corrigé par les taux de rejet de la *Physics Selection* des deux classes de déclenchement pour obtenir  $F_{scal}$ , qui est directement comparable à  $F_{norm}$ .

La distribution finale de  $F_{scal}$  en fonction des 132 runs étudiés est donnée par le graphique du haut de la figure 6.5. On y observe deux niveaux, un composé des huit premiers runs qui correspondent aux runs à très basse luminosité,  $F_{scal}^{low}$ , de la période LHC11h et un second avec le reste des runs à haute luminosité,  $F_{scal}^{high}$  (Cf. 3.1, p.87). En appliquant la même méthode d’extraction que pour  $F_{norm}$ , c’est à dire à partir d’un ajustement par une constante, et la même procédure d’estimation des incertitudes, nous obtenons les deux valeurs suivantes :

$$- F_{scal}^{low} = 28,89 \pm 0,34(stat) \pm 0,49(sys)$$

4. Nous nous limitons ici aux 132 runs qui ont été analysés dans la section précédente en vue d’une comparaison avec  $F_{norm}$ .



**FIGURE 6.4** – Distributions des nombres d'événements par run avant et après application de la *physics selection* et du rapport associé pour la classe de déclenchement MB (haut) et MUL (bas). Les points rouges du rapport correspondent aux premiers runs des remplissages du LHC.

$$- F_{scal}^{high} = 34,26 \pm 0,04(stat) \pm 0,75(sys)$$

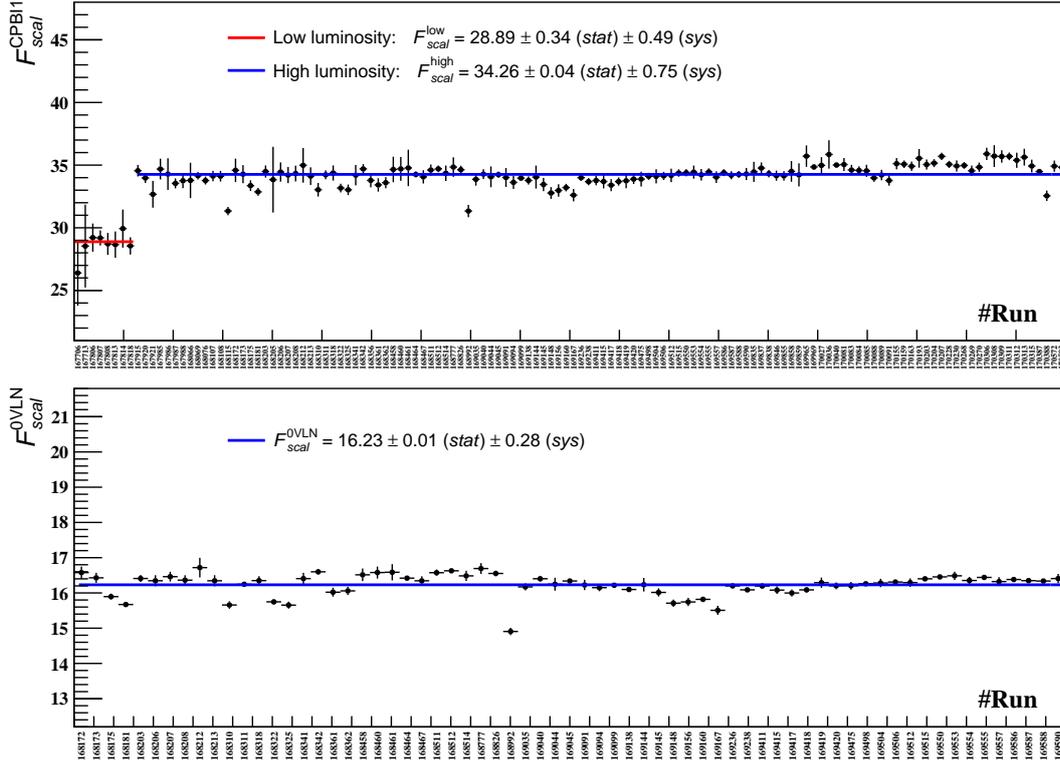
Une différence de 13% entre les deux mesures est observée. L'origine du problème est la présence d'un signal secondaire au niveau du déclencheur VZERO appelé *after-pulse* (Cf. 2.2.2, p.70). Le comptage des événements MB à haute luminosité est surestimé par ce signal. En revanche, la valeur à basse luminosité,  $F_{scal}^{low}$ , corrigée de l'efficacité<sup>5</sup> de 97,8% [221] du déclencheur PBI1, présente un bon accord, dans les incertitudes, avec la mesure de  $F_{norm}$  effectuée uniquement pour les huit premiers runs de la période (appelée ici  $F_{norm}^{low}$ ). Les résultats correspondant à 90% de la section efficace hadronique sont les suivants :

$$- F_{norm}^{low\ 0-90\%} = 26,72 \pm 0,13(stat) \pm 0,87(sys)$$

$$- F_{scal}^{low\ 0-90\%} = 26,50 \pm 0,32(stat) \pm 0,46(sys)$$

Le compteur de déclenchement 0VLN, qui correspond à la classe de déclenchement Semi-centrale (Cf. 3.2, p.90), n'est pas, quant à lui, sensible à l'effet d'*after-pulse* des détecteurs VZERO car il possède un seuil haut sur l'amplitude du signal V0A & V0C (la classe centrale également cependant seule la section efficace d'interaction du déclencheur 0VLN a été mesurée lors d'un van der Meer scan). L'analyse décrite ci-dessus a donc été réalisée à partir du compteur 0VLN en calculant par run  $F_{scal}^{0VLN} = N_{evt}^{0VLN|L0b} / N_{evt}^{MUL|L0b}$ . Uniquement

5. Il s'agit du pourcentage de la section efficace hadronique,  $\sigma_{Pb-Pb}$ , mesuré par le déclencheur PBI1.



**FIGURE 6.5** – Distribution du facteur de normalisation  $F_{scal}$  après correction du taux de rejet de la *physics selection* en fonction des 132 runs analysés. Les résultats des ajustements sont donnés dans la légende.

67 des 136 runs du QAmuon, pour lesquels la classe de déclenchement Semi-centrale était définie par la classe CVLN\_R1-B-NOPF-ALLNOTRD, ont été analysés<sup>6</sup>. Le taux de réjection de la *Physics Selection* est extrait à partir de cette classe de déclenchement par run. Le résultat obtenu est présenté en fonction des runs sur le graphique du bas de la figure 6.5. La valeur du facteur de normalisation estimée à l'aide d'un ajustement par une constante, corrigée de l'efficacité du déclencheur 0VLN qui s'élève à 52,5% [239], et ramenée à 90% de la section efficace hadronique est :

$$- F_{scal}^{0VLN\ 0-90\%} = 27,82 \pm 0,02(stat) \pm 0,48(sys)$$

Ce résultat est en très bon accord, dans les incertitudes, avec celui de  $F_{norm}^{0-90\%} = 27,51 \pm 0,01(stat) \pm 0,97(sys)$  obtenu à l'aide de la méthode 1 de la section précédente.

### 6.3 Luminosité intégrée de la classe de déclenchement MUL

La mesure du facteur de normalisation,  $F_{norm}$ , permet de calculer le nombre d'événements MB équivalent au nombre total d'événements MUL analysés dans l'intervalle de centralité 0-90%. À partir de ce nombre d'événements MB

6. Durant la période LHC11h, une seconde définition de la classe Semi-centrale, CSEMI\_R1-B-NOPF-ALLNOTRD, a été mise en place, ajoutant au signal 0VLN une coupe pure sur le vertex d'interaction estimé par le détecteur T0.

équivalent, et connaissant la valeur de la section efficace d'interaction hadronique Pb-Pb,  $\sigma_{\text{PbPb}} = 7,7 \pm 0,1(\text{stat.})_{-0,5}^{+0,6}(\text{sys.})$  b [230] (Cf. 3.5, p.98), il est possible d'estimer la luminosité intégrée de la classe de déclenchement MUL correspondant à cet échantillon. L'expression de la luminosité intégrée est donnée par :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{N_{\text{evt}}^{\text{MB}}}{\sigma_{\text{PbPb}}} = \frac{N_{\text{evt } 0-90\%}^{\text{MUL}} \times F_{\text{norm}}^{0-90\%}}{\sigma_{\text{PbPb}}} / 0,9$$

où le facteur 0,9 permet de se ramener au nombre d'événements MB équivalent dans l'intervalle de centralité 0-100%. Nous obtenons avec les valeurs  $N_{\text{evt } 0-90\%}^{\text{MUL}} = 17\,333\,743$  et  $F_{\text{norm}}^{0-90\%} = 27,51 \pm 0,01(\text{stat}) \pm 0,97(\text{sys})$  le résultat suivant :

$$- \mathcal{L}_{\text{int}} = 68,8 \pm 0,9(\text{stat}) \pm 2,4(\text{sys. } F_{\text{norm}})_{-4,5}^{+5,5}(\text{sys. } \sigma_{\text{PbPb}}) \mu\text{b}^{-1}$$

Cette luminosité est 25 fois plus grande que celle collectée et analysée suite à la prise de données Pb-Pb de 2010 avec le spectromètre. Pour information, les valeurs de luminosités des classes MB, Centrales, Semi-centrale et SL sont indiquées dans le tableau 3.3

La Luminosité intégrée correspondant à l'échantillon d'événements de la classe MUL peut également être calculée à partir des compteurs d'événements MUL et 0VLN de niveau L0b correspondant aux classes de déclenchement MUL et Semi-centrale (Cf. 3.2, p.90). Le compteur 0VLN a l'avantage de ne pas être sensible aux signaux secondaires du V0 (*after-pulses*) puisqu'il correspond à la réponse des détecteurs VZERO avec un seuil haut sur l'amplitude du signal. En utilisant la section efficace  $\sigma_{\text{CVLN}}$ , la luminosité intégrée de la classe de déclenchement MUL s'exprime par run :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{N_{\text{evt}}^{0\text{VLN} | L0b}}{\sigma_{\text{CVLN}}} \times \frac{N_{\text{evt}}^{\text{MUL} | L0a}}{N_{\text{evt}}^{\text{MUL} | L0b}}$$

Le premier rapport correspond à la luminosité intégrée délivrée par le LHC durant le run considéré. Le second rapport représente la fraction de la luminosité que nous sommes capable de collecter dû au temps mort du détecteur. Cependant, ce calcul assume que nous analysons tous les événements MUL collectés au niveau L0a ( $N_{\text{evt}}^{\text{MUL} | L0a}$ ) ce qui n'est pas toujours le cas (données corrompues, erreurs lors de la reconstruction, etc). Il nous faut remplacer  $N_{\text{evt}}^{\text{MUL} | L0a}$  par le nombre d'événements MUL reconstruits utilisé dans l'analyse, avant application de la *Physics Selection* ou de toute autre coupure.

La section efficace  $\sigma_{\text{CVLN}} = 4,10_{-0,13}^{+0,22}(\text{sys})$  b a été mesurée lors d'un van der Meer scan et corrigée des charges fantômes contenues dans le tube faisceau (l'incertitude statistique est négligeable) [239]. Cette valeur est en bon accord avec le résultat attendu de 4,0-4,1 barn, obtenu en corrigeant par l'efficacité de déclenchement (52,5%) la section efficace hadronique Pb-Pb,  $\sigma_{\text{PbPb}} = 7,7 \pm 0,1(\text{stat.})_{-0,5}^{+0,6}(\text{sys.})$  b [230]. Finalement, la luminosité intégrée est déterminée en sommant la valeur obtenue pour chaque run de sorte que :

$$- \mathcal{L}_{\text{int}} = 71,4_{-2,2}^{+3,8}(\text{sys}) \mu\text{b}^{-1}$$

Ce résultat est en accord dans les incertitudes systématiques avec celui obtenu ci-dessus à l'aide du facteur de normalisation  $F_{norm}$ .

### $F_{norm}$ et luminosité

Le calcul du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  (Cf. 7, p.159) nécessite de connaître le taux de production de  $J/\psi$  par événements MB. Différentes méthodes ont donc été développées afin de déterminer et de contrôler le facteur de normalisation permettant de remonter au nombre d'événements MB équivalent au nombre d'événements MUL analysés dans l'intervalle de centralité 0-90%. Ce facteur est  $F_{norm}^{0-90\%} = 27,51 \pm 0,01(stat) \pm 0,97(sys)$ . Ainsi, l'échantillon de 17,3 millions d'événements MUL analysés équivaut à 477 millions d'événements MB ! Cela correspond à une luminosité intégrée  $\mathcal{L}_{int} = 68,8 \pm 0,9(stat) \pm 2,4(sys. F_{norm})_{-4,5}^{+5,5}(sys. \sigma_{PbPb}) \mu b^{-1}$ .

- 7.1 Détermination du  $R_{AA}$
- 7.2 Référence p-p
- 7.3 Incertitudes systématiques
- 7.4 Résultats du  $R_{AA}$  en fonction de la centralité, de  $p_T$  et de  $y$
- 7.5 Comparaison aux modèles théoriques
- 7.6 Effets des  $J/\psi$  non-prompts
- 7.7 Excès de  $J/\psi$  à très faible impulsion transverse

## Facteur de modification nucléaire du $J/\psi$

LE MESON  $J/\psi$ , produit dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, est prédit comme étant une sonde privilégiée pour l'étude de la formation d'un nouvel état de la matière (PQG) [110]. En particulier, la mesure du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$  dans les collisions noyau-noyau, mesurée par plusieurs expériences à différentes énergies et prédite par différents modèles théoriques, permet d'étudier les mécanismes de production du  $J/\psi$  et ses interactions avec le milieu créé. Dans ce sens, la dépendance en impulsion transverse du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  peut nous permettre de comprendre plus en détail les processus mis en jeu, à savoir la suppression et la (re)combinaison de  $J/\psi$ , ainsi que leurs contributions respectives.

La détermination du facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  est effectuée en combinant les résultats obtenus dans les chapitres précédents avec ceux de la section efficace de production de  $J/\psi$  dans les collisions p-p. Nous commencerons, dans une première section, par définir le  $R_{AA}$  de la production inclusive de  $J/\psi$ . Puis, nous rappellerons les valeurs obtenues par une précédente étude de section efficace de la production inclusive de  $J/\psi$  en collisions p-p. Un résumé des sources d'incertitudes systématiques associées au calcul du  $R_{AA}$  sera effectué dans une troisième section. Ensuite, les résultats du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$ , obtenus en fonction de la centralité, de l'impulsion transverse et de la rapidité, seront présentés puis comparés aux modèles théoriques disponibles (modèle statistique, modèle de transport et modèle des co-voyageurs). Enfin, nous évaluerons la contribution des  $J/\psi$  non-prompts sur la mesure inclusive du  $R_{AA}$ , ainsi que celle associée à l'excès de  $J/\psi$  observé pour de très faibles impulsions transverses ( $p_T < 0,3$  GeV/c).

### 7.1 Détermination du $R_{AA}$

Les résultats des analyses effectuées dans les trois chapitres précédents sur les données récoltées en fin d'année 2011 (LHC11h), satisfaisant les sélections

du QA muon et de la *Physics Selection* (Cf. 3, p.87), nous permettent de calculer le taux de production inclusive de  $J/\psi$  vers l'avant ( $2,5 < y < 4$ ), dans les collisions Pb-Pb, à une énergie dans le centre de masse par paire de nucléons  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV. Ce taux de production est défini comme le rapport du nombre de  $J/\psi$  produits ( $N_{J/\psi}^{\text{prod}}$ ) sur le nombre d'événements MB équivalent ( $N_{evt}^{\text{MB}}$ ), déterminé par le produit du nombre d'événements MUL analysés avec le facteur de normalisation  $F_{\text{norm}}$  (Cf. 6, p.149). Le nombre de  $J/\psi$  produits est obtenu en corrigeant le nombre de  $J/\psi$  détectés ( $N_{J/\psi}^{\text{det}}$ ) (Cf. 4, p.107) par le rapport d'embranchement du canal de décroissance dimuonique  $BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} = 5,93 \pm 0,06\%$  [240] et par l'acceptance efficacité ( $A\epsilon$ ) du spectromètre (Cf. 5, p.129). Ainsi, le taux de production inclusive de  $J/\psi$  vers l'avant ( $Y_{J/\psi}^{\text{PbPb},i}$ ) est calculé pour une classe de centralité  $i$ , un intervalle en impulsion transverse,  $p_T$ , et en rapidité,  $y$ , tel que :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 Y_{J/\psi}^{\text{PbPb},i}}{dp_T dy} &= \frac{d^2 N_{J/\psi}^{\text{prod},i} / dp_T dy}{N_{evt}^{\text{MB},i}} \\ &= \frac{d^2 N_{J/\psi}^{\text{det},i} / dp_T dy}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} A\epsilon^i N_{evt}^{\text{MB},i}} \end{aligned} \quad (7.1)$$

Il est important de noter qu'il s'agit d'une mesure de la production inclusive de  $J/\psi$ . En effet, les caractéristiques techniques du spectromètre à muons ne nous permettent pas de distinguer les  $J/\psi$  produits par décroissance de hadrons beaux<sup>1</sup> (composante non-prompte) de ceux produits directement ( $gg \rightarrow c\bar{c}$ ) et par décroissance des résonances charmées  $\psi(2S)$  et  $\chi_c$  (composante prompte). De plus, pour de très faibles impulsions transverses ( $p_T < 0,3$  GeV/c), un excès de  $J/\psi$  par rapport à la production hadronique attendue est observé. Cet excès peut être interprété comme le résultat de  $J/\psi$  issus d'un processus électromagnétique de photo-production (Pb-Pb  $\rightarrow J/\psi + \text{Pb-Pb}$ ). Deux études, décrites à la fin de ce chapitre, nous permettront d'estimer les contributions relatives des  $J/\psi$  non-prompts (Cf. 7.6, p.189) et de ceux produits par photo-production (Cf. 7.7, p.193) au niveau de l'observable  $R_{AA}$ .

A l'aide du taux de production de  $J/\psi$  déterminé ci-dessus pour les collisions Pb-Pb, nous pouvons calculer le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  du  $J/\psi$ . Cette observable est définie comme le rapport du taux de production inclusive de  $J/\psi$  mesuré dans des collisions Pb-Pb (ci-dessus) sur celui mesuré dans des collisions pp, à la même énergie, multiplié par le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon par collision Pb-Pb ( $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ ). Le  $R_{AA}$  s'exprime, pour une classe de centralité  $i$  et pour les intervalles en impulsion transverse,  $p_T$ , et en rapidité,  $y$ , comme :

$$R_{AA}^i = \frac{Y_{J/\psi}^{\text{PbPb},i} / dp_T dy}{\langle N_{\text{coll}}^i \rangle Y_{J/\psi}^{\text{pp},i} / dp_T dy} \quad (7.2)$$

Ainsi, dans l'hypothèse où une collision Pb-Pb n'est autre qu'une simple superposition de collisions p-p, alors ce rapport doit être égal à 1. La production inclusive de  $J/\psi$  mesurée dans les collisions p-p est alors considérée

1. hadrons constitués d'au moins un quark  $b$ .

comme *référence*. Autrement dit, on s'attend à ce que le nombre de  $J/\psi$  produits par collision Pb-Pb soit égal au nombre de  $J/\psi$  produits par collision nucléon-nucléon multiplié par le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon par collision Pb-Pb. Dans le cas contraire, un  $R_{AA}$  non-égal à l'unité serait synonyme d'un effet de milieu. Nous pouvons donc, selon la valeur du  $R_{AA}$ , définir trois comportements distincts liés à la production de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb par rapport à celle de collisions pp :

- $R_{AA} = 1$  : sonde  $J/\psi$  non-modifiée, *i.e.* qu'une collision Pb-Pb consiste en une superposition de collisions pp ;
- $R_{AA} > 1$  : augmentation de la production de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb par rapport aux collisions pp ;
- $R_{AA} < 1$  : suppression de la production de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb par rapport aux collisions pp.

La formule (7.2) définissant le facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  est écrite en fonction des taux de production de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb et p-p. Dans le cas des collisions Pb-Pb, ce taux de production de  $J/\psi$  est calculé à l'aide de l'équation (7.1) en utilisant les résultats obtenus dans les chapitres précédents. Pour les collisions p-p, le taux de production de  $J/\psi$  a été calculé dans une précédente analyse de la collaboration ALICE qui est développée en détail dans [228]. Les résultats donnés dans cet article le sont sous forme de section efficace inclusive de production ( $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ ) pouvant s'écrire en fonction du taux de production ( $Y_{J/\psi}^{pp}$ ) tel que :

$$\frac{d^2\sigma_{J/\psi}^{pp}}{dp_T dy} = \frac{d^2Y_{J/\psi}^{pp}}{dp_T dy} \times \sigma_{ine}^{pp} \quad (7.3)$$

Nous pouvons alors reformuler l'expression du  $R_{AA}$  (7.2) en utilisant l'équation ci-dessus (7.3) et la définition de la fonction de recouvrement nucléaire géométrique  $\langle T_{AA} \rangle = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{ine}^{pp}$  (Cf. 3.5, p.98) tel que :

$$R_{AA}^i = \frac{d^2Y_{J/\psi}^{PbPb, i} / dp_T dy}{\langle T_{AA}^i \rangle d^2\sigma_{J/\psi}^{pp} / dp_T dy} \quad (7.4)$$

$$= \frac{d^2N_{J/\psi}^{det, i} / dp_T dy}{\langle T_{AA}^i \rangle BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} A \epsilon^i N_{evt}^{MB, i} d^2\sigma_{J/\psi}^{pp} / dp_T dy}. \quad (7.5)$$

Toutes les variables présentes dans l'équation (7.5) sont connues, ainsi que leurs incertitudes statistiques et systématiques. Nous pouvons alors calculer le  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  à une énergie dans le centre de masse par paire de nucléons  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV pour la fenêtre en rapidité  $2,5 < y < 4$ . A l'aide de la grande statistique de données Pb-Pb collectées en fin d'année 2011, il nous est également possible d'effectuer ce calcul en fonction de la centralité de la collision, de l'impulsion transverse et de la rapidité des  $J/\psi$ .

Le  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  est étudié en fonction de la centralité entre 0 et 90%. Pour l'intervalle en impulsion transverse  $0 < p_T < 8$  GeV/c et en rapidité  $2,5 < y < 4$ , neuf classes de centralité, de 10% chacune, sont réalisées. Lorsque des coupures

sont effectuées soit sur  $p_T$  (0-2, 2-5 et 5-8 GeV/c) soit sur  $y$  (2,5-3, 3-3,5 et 3,5-4), sept classes de centralité sont réalisées de 10% chacune sauf pour la dernière qui correspond à 60-90%. En fonction de l'impulsion transverse, le  $R_{AA}$  est calculé pour sept intervalles de 1 GeV/c sauf pour le dernier qui est compris entre 6 et 8 GeV/c. Enfin, six intervalles de 0,25 sont utilisés pour représenter la dépendance en rapidité du  $R_{AA}$ .

## 7.2 Référence p-p

La production inclusive de  $J/\psi$  en collisions p-p à une énergie dans le centre de masse par paire de nucléons  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV a été étudiée par la collaboration ALICE lors d'une précédente analyse décrite dans [228]. La procédure effectuée pour calculer le taux de production de  $J/\psi$  dans les collisions p-p est similaire à celle décrite dans ce manuscrit pour les collisions Pb-Pb. Les différentes étapes correspondent à la sélection de l'échantillon de données, à l'extraction du signal, au calcul de la correction en acceptation efficacité et, de part l'utilisation du déclencheur muon, au calcul d'un facteur de normalisation entre les classes de déclenchement MUL et MB.

Les résultats obtenus sont donnés sous la forme d'une section efficace de production. Ces mesures sont réalisées avec le même appareillage qu'en collision Pb-Pb, à savoir le spectromètre à muons, soit pour la même fenêtre en acceptation. L'échantillon de données analysées est composé de  $8,8 \cdot 10^6$  événements identifiés par le déclencheur muon, correspondant à une luminosité intégrée  $\mathcal{L}_{int} = 19,9 \text{ nb}^{-1}$ .

Pour obtenir cette section efficace, le nombre total de  $J/\psi$  produits ( $N_{J/\psi}^{prod, pp}$ ) a été normalisé par la luminosité intégrée de l'échantillon de données analy-

**TABLE 7.1** – Résumé des résultats concernant la section efficace différentielle inclusive du  $J/\psi$  dans les collisions p-p à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV [228].

$p_T$ (GeV/c)	$d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ ( $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)$ )	Incertitudes systématiques			
		Correl.	Non-correl.	Polaris., CS	Polaris., HE
$2,5 < y < 4$					
[0; 1]	$0,380 \pm 0,033$	0,022	0,021	+0,074 -0,141	+0,069 -0,133
[1; 2]	$0,705 \pm 0,042$	0,041	0,040	+0,122 -0,271	+0,098 -0,211
[2; 3]	$0,583 \pm 0,038$	0,034	0,033	+0,100 -0,203	+0,069 -0,127
[3; 4]	$0,321 \pm 0,027$	0,019	0,018	+0,050 -0,089	+0,029 -0,047
[4; 5]	$0,135 \pm 0,017$	0,008	0,008	+0,014 -0,027	+0,009 -0,018
[5; 6]	$0,073 \pm 0,011$	0,004	0,004	+0,005 -0,011	+0,005 -0,009
[6; 8]	$0,019 \pm 0,004$	0,001	0,001	+0,001 -0,001	+0,001 -0,002
$y$	$d\sigma_{J/\psi}/dy$ ( $\mu\text{b}$ )	$0 < p_T < 8$			
[2,5; 2,75]	$3,05 \pm 0,35$	0,18	0,17	+0,67 -1,41	+0,52 -1,04
[2,75; 3]	$2,37 \pm 0,19$	0,14	0,13	+0,42 -0,84	+0,39 -0,78
[3; 3,25]	$2,26 \pm 0,15$	0,13	0,13	+0,29 -0,65	+0,31 -0,61
[3,25; 3,5]	$2,01 \pm 0,14$	0,12	0,11	+0,27 -0,54	+0,21 -0,38
[3,5; 3,75]	$2,00 \pm 0,16$	0,12	0,11	+0,33 -0,67	+0,15 -0,30
[3,75; 4]	$1,68 \pm 0,19$	0,10	0,09	+0,36 -0,69	+0,16 -0,26

sées. Cette luminosité est calculée à partir de l'occurrence des processus satisfaisant les conditions MB tel que  $\mathcal{L}_{\text{int}} = N_{\text{evt}}^{\text{MB}} / \sigma_{\text{MB}}^{\text{PP}}$ . Le nombre de  $J/\psi$  produits correspond au nombre de  $J/\psi$  détectés ( $N_{J/\psi}^{\text{det,PP}}$ ) corrigé par le rapport d'embranchement du canal de décroissance dimuonique et par le facteur acceptance×efficacité du spectromètre. La section efficace de la production inclusive de  $J/\psi$  en collisions p-p ( $\sigma_{J/\psi}^{\text{PP}}$ ) peut alors s'écrire :

$$\frac{d^2\sigma_{J/\psi}^{\text{PP}}}{dp_T dy} = \frac{d^2N_{J/\psi}^{\text{det,PP}}/dp_T dy}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-} A\epsilon} \times \frac{\sigma_{\text{MB}}^{\text{PP}}}{N_{\text{evt}}^{\text{MB}}}$$

où  $\sigma_{\text{MB}}^{\text{PP}} = 55,4 \pm 1,0(\text{tot})$  mb [231] représente la section efficace absolue de l'occurrence du déclencheur MB utilisé dans cette analyse. Cette valeur est obtenue à partir des résultats d'une *van der Meer scan* [228]. Le nombre d'événements MB,  $N_{\text{evt}}^{\text{MB}}$ , équivalant au nombre d'événements MUL, est déterminé, de la même manière que pour l'analyse Pb-Pb (Cf. 6, p.149), à l'aide d'un facteur de normalisation  $R = N_{\text{evt}}^{\text{MB}} / N_{\text{evt}}^{\text{MUL} \in \text{MB}} = 30,7 \pm 0,2$ .

Les résultats de la section efficace différentielle de production du  $J/\psi$  dans les collisions p-p sont donnés dans le tableau 7.1 (valeurs extraites de [228]). Les intervalles en impulsion transverse et en rapidité déterminés dans cette analyse sont les mêmes que ceux utilisés dans l'extraction du signal Pb-Pb puisqu'ils servent de référence dans le calcul du  $R_{\text{AA}}$ . La valeur de la section efficace p-p pour le calcul du  $R_{\text{AA}}$  intégré en impulsion transverse et en rapidité est  $\sigma_{J/\psi}^{\text{PP}}(2,5 < y < 4) = 3,343 \pm 0,132(\text{stat}) \pm 0,241(\text{sys}) \pm 0,12(\text{lumi})_{-1,07}^{+0,53}(\text{pol})$   $\mu\text{b}$ . Les différentes sources d'incertitudes systématiques liées au calcul de cette section efficace sont résumées dans le tableau 7.2. Elles sont évaluées en suivant la procédure décrite pour la même analyse effectuée par la collaboration ALICE sur les données p-p à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=7$  TeV [241].

**TABLE 7.2** – Résumé des différentes sources d'incertitudes systématiques liées au calcul de la section efficace de la production inclusive de  $J/\psi$  dans les collisions p-p [228]. Le type I (II) correspond à une incertitude corrélée (décorrélée) pour un ensemble de points donnés.

sources	valeur (%)	type
Extraction du signal	4	II
MC paramétrisation	4	II
Trajectographe	4	I
Déclencheur	2	I
Facteur $R$	3	I
Luminosité	1,9	I

## 7.3 Incertitudes systématiques

Pour chacune des variables utilisées dans le calcul du  $R_{\text{AA}}$  de l'équation (7.5), une estimation de l'incertitude systématique associée à sa mesure a été réalisée. Les sources d'incertitude sont liées à la procédure d'extraction du signal, à la détermination des classes de centralité, aux distributions cinématiques des  $J/\psi$  utilisées dans les simulations MC, à la fonction de recouvrement

nucléaire  $\langle T_{AA} \rangle$ , au calcul de l'efficacité de trajectographie, à la détermination de la section efficace de production du  $J/\psi$  en collisions p-p à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, à l'efficacité du déclencheur muon, à l'efficacité d'appariement et à la détermination du facteur de normalisation. Toutes ces études sont détaillées dans les chapitres précédents. Les valeurs obtenues pour les différentes sources sont résumées dans le tableau 7.3.

Notons que les incertitudes systématiques présentées ci-dessous peuvent être de deux types. Selon que le  $R_{AA}$  est étudié en fonction de la centralité de la collision ou bien en fonction de  $p_T$  ou de  $y$  alors les incertitudes sont soit corrélées (type I), soit décorrélées (type II) pour un ensemble de points donnés. Les paragraphes suivants rappellent les méthodes employées pour l'évaluation des différentes sources d'incertitudes systématiques ainsi que leurs types. Le tableau 7.3 donne leurs valeurs selon la variable étudiée (centralité ou bien  $p_T$  /  $y$ ) et précise leurs types. Dans le cas d'incertitudes de type II, les intervalles sont extraits des études décrites dans les chapitres précédents.

**Paramétrisation MC** La correction en acceptance efficacité ( $A\epsilon$ ) dépend des distributions en impulsion transverse et en rapidité utilisées pour générer des  $J/\psi$  dans les simulations MC (Cf. 5.4, p.144). Pour le calcul de l' $A\epsilon$ , les distributions choisies ont été optimisées pour reproduire celles mesurées dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV. L'incertitude systématique associée a été évaluée à l'aide de plusieurs simulations dans lesquelles les distributions en  $p_T$  et  $y$  des  $J/\psi$  ont été modifiées en fonction des corrélations  $p_T$ - $y$ ,  $p_T$ -centralité et  $y$ -centralité observées [238]. Elle est considérée comme corrélée en fonction de la centralité et décorrélée en fonction de  $p_T$  et de  $y$ . Les valeurs sont détaillées dans le tableau 5.2 (p.145).

**Extraction du signal** La procédure d'extraction du signal mise en place (Cf. 4, p.107) permet d'estimer son incertitude systématique associée. Cette dernière est définie comme étant égale à la déviation standard extraite de la distribution des 12 tests effectués pour un intervalle en centralité,  $p_T$  et  $y$  donné. Ces tests correspondent à deux méthodes distinctes (avec et sans soustraction du bruit de fond) pour lesquelles différentes paramétrisations de la fonction choisie pour décrire le signal (CB2) sont employées. De plus, deux intervalles d'étude de l'ajustement du spectre de masse invariante ont fait l'objet de tests ( $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5$  et  $2,3 < M_{\mu^+\mu^-} < 4,7$  GeV/ $c^2$ ). L'incertitude systématique associée à l'extraction du signal est considérée décorrélée quelle que soit la variable d'observation.

**Centralité** La détermination du point d'encrage (AP) qui permet d'estimer la centralité d'une collision (Cf. 3.5, p.98) conduit à une incertitude systématique qui dépend de la classe de centralité étudiée. Plus la classe est centrale et plus l'incertitude est faible. Elle est considérée comme décorrélée en fonction de la centralité et corrélée en fonction de  $p_T$  et de  $y$ .

**Trajectographe** L'efficacité de trajectographie du spectromètre, déterminée à l'aide de simulations réalistes, est contrôlée par des mesures réalisées directement à partir des traces reconstruites. Les différences observées entre données

**TABLE 7.3** – Résumé des différentes sources d'incertitudes systématiques liées à la détermination du facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$ . Le type I (II) correspond à une incertitude corrélée (décorrélée) pour un ensemble de points donnés. Les incertitudes décorrélées sont données sous forme d'intervalle.

sources	Centrality		$p_T / y$	
	valeur (%)	type	valeur (%)	type
Paramétrisation MC	3	I	0-7	II
Extraction du signal	1-5	II	1-4	II
Trajectographe	11 et 0-1	I et II	1 et 9-14	I et II
Déclencheur	2 et 0-1	I et II	1 et 2-4	I et II
Appariement	1	I	1	II
Centralité	0-6	II	0	I
$F_{\text{norm}}$	4	I	4	I
$\langle T_{AA} \rangle$	3-8	II	3	I
$\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$	9	I	6 et 5-6	I et II

et simulations permettent d'extraire les composantes de l'incertitude systématique associée (Cf. 5.2, p.135). Une incertitude inférieure à 1% est obtenue pour la détermination de l'efficacité en fonction de la centralité. Elle est décorrélée en fonction de la centralité et corrélée en fonction de  $p_T$  et  $y$ . Une mesure de l'efficacité intégrée conduit à une incertitude corrélée de 9% en fonction de la centralité. En fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité, cette même étude conduit à une incertitude dont les valeurs varient entre 7,5 et 9% versus  $p_T$  et entre 6,5 et 12% versus  $y$  5.6, et sont également corrélées en fonction de la centralité. Enfin, l'incertitude associée aux zones mortes corrélées (CDA) de 2% est considérée comme corrélée en fonction de la centralité et décorrélée en fonction de  $p_T$  et de  $y$ .

**Déclencheur** L'efficacité du déclencheur muon est également déterminée à l'aide de simulations. L'incertitude systématique associée se décompose en trois parties (Cf. 5.3, p.139). L'incertitude sur la mesure de l'efficacité de détection des chambres de déclenchement utilisée dans les simulations réalistes, qui s'élève à 2% pour le  $J/\psi$ , est corrélée en fonction de la centralité et décorrélée en fonction de  $p_T$  et  $y$ . L'incertitude systématique liée à la détermination de l'efficacité en fonction de la centralité qui est évaluée en modifiant la fonction de réponse des chambres de déclenchement dans les simulations *enrichies*. Elle est inférieure à 1% et est définie comme décorrélée en fonction de la centralité et corrélée en fonction de  $p_T$  et  $y$ . L'incertitude liée au seuil de déclenchement est estimée à partir de simulations effectuées avec trois fonctions de réponses différentes du déclencheur en fonction de  $p_T$ . Elle est corrélée en fonction de la centralité (1%) et décorrélée en fonction de  $p_T$  et  $y$  (3% pour  $0 < p_T < 1$  GeV/c sinon 1%).

**Appariement** L'incertitude systématique associée à la mise en correspondance des traces reconstruites dans le trajectographe avec celles détectées dans le système de déclenchement est évaluée en faisant varier la coupure sur le  $\chi^2$  d'appariement de ces traces. La différence d'impact sur le nombre de traces "déclenchées" entre données et simulations se traduit par une incertitude d'ap-

pariement estimée à 1%. Elle est considérée corrélée en fonction de la centralité et décorrelée en fonction de  $p_T$  et  $y$ .

$F_{\text{norm}}$  Le facteur de normalisation entre le nombre d'événements MUL et le nombre d'événements MB équivalent est déterminé dans le chapitre précédent à partir de trois échantillons de données (Cf. 6.1, p.150). L'incertitude systématique associée de 3,5% est considérée comme étant corrélée en fonction de la centralité, de  $p_T$  et  $y$ .

$\langle T_{AA} \rangle$  Le calcul de la fonction de recouvrement nucléaire est effectué à l'aide de simulations MC basées sur le modèle de Glauber. L'incertitude systématique est donnée dans le tableau 3.4 en fonction des classes de centralité (Cf. 3.5, p.98). Elle est considérée décorrelée en fonction de la centralité et corrélée en fonction de  $p_T$  et de  $y$ .

$\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$  La détermination de la section efficace de la production inclusive de  $J/\psi$  en collisions p-p est décrite dans la section précédente (Cf. 7.2, p.162). Le détail des différentes sources d'incertitudes est résumé dans le tableau 7.2.

Rappelons que dans cette étude, nous faisons l'hypothèse que les  $J/\psi$  produits dans les collisions p-p et Pb-Pb ne sont pas polarisés. Les résultats obtenus sur la polarisation du  $J/\psi$  dans les collisions p-p à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=7$  TeV avec les expériences ALICE, LHCb et CMS montrent que celle-ci est effectivement compatible avec zéro [242–244]. Pour les collisions Pb-Pb, puisqu'aucune mesure de polarisation n'est disponible, les  $J/\psi$  sont supposés être produits non-polarisés. Aucune incertitude due à la polarisation du  $J/\psi$  n'est prise en compte dans le calcul du  $R_{AA}$ .

## 7.4 Résultats du $R_{AA}$ en fonction de la centralité, de $p_T$ et de $y$

Toutes les variables relatives au calcul du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ ,  $R_{AA}$ , ont été estimées dans les sections et chapitres précédents, ainsi que leurs incertitudes systématiques. À partir de l'équation (7.5), nous avons déterminé le  $R_{AA}$  en fonction de la centralité de la collision, de l'impulsion transverse et de la rapidité des  $J/\psi$ . De plus, le  $R_{AA}$  est également calculé en fonction de la centralité pour différents intervalles en impulsion transverse et en rapidité ainsi qu'en fonction de l'impulsion transverse pour différentes classes de centralité. Toutes les valeurs numériques des résultats présentés dans cette section sont résumés dans l'annexe C (p.221). Les principaux résultats présentés ci-dessous sont publiés dans [245].

Puisqu'il s'agit de la mesure inclusive de la production de  $J/\psi$ , la composante non-prompte, provenant de la décroissance de hadrons beaux, est incluse dans le  $R_{AA}$ . Néanmoins, l'étude de cette contribution, décrite à la fin de ce chapitre (Cf. 7.6, p.189), montre que celle-ci est négligeable. Ainsi, les résultats du  $R_{AA}$  de la production inclusive de  $J/\psi$  peuvent être assimilés à ceux de la

composante prompte. Enfin, une source additionnelle de  $J/\psi$  de très bas  $p_T$  ( $<0,3$  GeV/ $c$ ), qui peut être interprétée comme étant issue du mécanisme de photo-production, est prise en compte lors de l'extraction du taux de production de  $J/\psi$ . L'étude développée dans la dernière section de ce chapitre montre qu'elle a un effet négligeable sur la valeur du  $R_{AA}$ , excepté pour les collisions les plus périphériques (80-90%) où un écart d'environ 22% est observé (Cf. 7.7, p.193). Là encore, cette contribution ne modifie pas l'interprétation des résultats en terme de production/suppression de  $J/\psi$  prompts.

### $R_{AA}$ vs Centralité

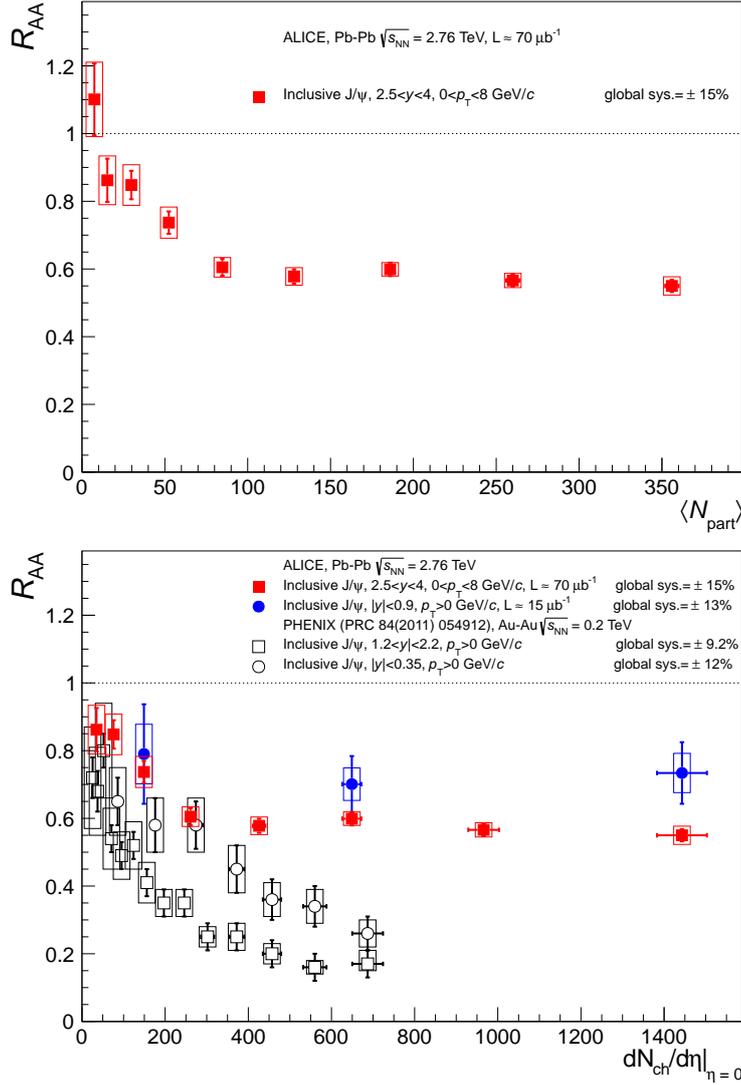
Le résultat du  $R_{AA}$  de la production inclusive de  $J/\psi$  mesurée par ALICE, à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ , pour l'intervalle en impulsion transverse  $0 < p_T < 8$  GeV/ $c$ , est représenté sur le graphique du haut de la figure 7.1 en fonction du nombre moyen de nucléons participant à la collision<sup>2</sup>,  $\langle N_{part} \rangle$ . Les valeurs du  $R_{AA}$  obtenues sont reportées dans le tableau C.1 (p.221) de l'annexe C. Les classes de centralité étudiées sont les suivantes : 0-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-50%, 50-60%, 60-70%, 70-80% et 80-90%.

Les incertitudes statistiques sur les nombres de  $J/\psi$  extraits dans les collisions Pb-Pb sont représentées par des barres verticales. Les incertitudes systématiques décorréliées sont représentées par des boites vides et correspondent à la somme quadratique des sources suivantes : l'extraction du signal dans les collisions Pb-Pb, l'efficacité de trajectographie, l'efficacité de déclenchement, le facteur de recouvrement nucléaire  $\langle T_{AA} \rangle$  et la détermination de la centralité. L'incertitude systématique corrélée est inscrite dans la légende et correspond à la somme quadratique des sources suivantes : la paramétrisation des simulations MC, l'efficacité de trajectographie, l'efficacité de déclenchement, l'efficacité d'appariement, le facteur de normalisation  $F_{norm}$  et la section efficace p-p (statistique et systématique). Cette dernière est la source dominante avec une incertitude totale de 9%.

La valeur intégrée en centralité (0-90%) du  $R_{AA}$  est  $R_{AA}^{0-90\%} = 0,57 \pm 0,01(stat) \pm 0,09(sys)$ . Ce résultat indique une suppression du  $J/\psi$  en collisions Pb-Pb par rapport à la référence p-p. À partir de  $N_{part}=70$ , ce qui correspond à une centralité de 60%, le  $R_{AA}$  est constant, autour de  $0.58 \pm 0.01$ . Pour la classe de centralité la plus périphérique (80-90%), la valeur du  $R_{AA}$  est supérieure à l'unité. Cette dernière observation semble être due à l'excès de  $J/\psi$  observé à bas  $p_T$ ,  $J/\psi$  qui pourraient être issus de mécanismes de photo-production (Cf. 7.7, p.193).

Sur le graphique du bas de la figure 7.1, le facteur de modification nucléaire obtenu (carrés pleins rouges) est comparé à celui mesuré par l'expérience PHE-NIX (carrés vides noirs) pour des collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}}=0,2$  TeV, dans le domaine de rapidité  $1,2 < y < 2,2$  avec  $p_T > 0$  GeV/ $c$  [174]. Afin de prendre en

2. Les valeurs de  $\langle N_{part} \rangle$  sont extraites de [221] et données dans le tableau 3.4 (p.101).



**FIGURE 7.1** –  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  inclusifs mesuré dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, en fonction du nombre moyen de nucléons participant, pour le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$  (haut). Les valeurs sont données dans le tableau C.1 (p.221). Les incertitudes sont décrites dans le texte. Comparaison avec les résultats de PHENIX [174] obtenus pour  $p_T > 0$  GeV/c, dans les domaines de rapidité  $|y| < 0,35$  et  $1,2 < |y| < 2,2$ , et les résultats d’ALICE du canal di-électron, dans le domaine de rapidité centrale  $|y| < 0,9$  (bas).

compte la différence d’énergie entre les deux expériences, le  $R_{AA}$  est représenté en fonction du nombre de particules chargées par unité de rapidité<sup>3</sup>,  $dN_{ch}/d\eta$ . Les points correspondant aux collisions les plus périphériques ne sont pas représentés.

Nous visualisons une plus faible suppression des  $J/\psi$  mesurée dans ALICE, pour les collisions les plus centrales ( $R_{PbPb}^{0-10\%} \approx 0,55$ ), par rapport à celle mesurée dans PHENIX ( $R_{AuAu}^{cent} \approx 0,20$ ). De plus, alors que le  $R_{AA}$  mesuré par PHENIX diminue en fonction de la centralité, celui mesuré par ALICE est

3. Le nombre de particules chargées produites lors d’une collision est proportionnel à l’énergie mise en jeu. Cette variable permet de "normaliser" les résultats des différentes expériences en fonction de leur énergie.

constant au delà de  $N_{\text{part}}=70$ . Ainsi, la forme et l'amplitude du  $R_{AA}$  mesuré par ALICE à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV sont clairement différentes de celles observées par PHENIX à  $\sqrt{s_{NN}}=0,2$  TeV. Notons que les résultats du  $R_{AA}$  issus de l'analyse des données Pb-Pb 2010 d'ALICE, publiés dans [175] avec  $R_{AA}^{0-80\%} = 0,545 \pm 0,032(\text{stat}) \pm 0,083(\text{sys})$ , sont compatibles, dans les incertitudes, avec les résultats de 2011 présentés dans ce chapitre.

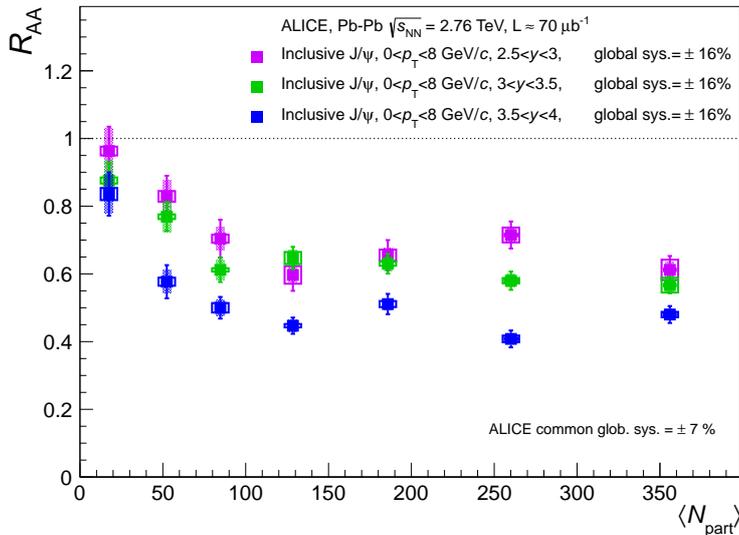
Bien que la densité d'énergie mise en jeu dans les collisions augmente en fonction de la centralité, le facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  reste constant! C'est la première fois que l'on observe un tel comportement dans les collisions d'ions lourds. En effet, dans le cas des expériences à plus faibles énergies (SPS, RHIC), le  $R_{AA}$  diminue en fonction de la centralité de la collision. Le mécanisme de suppression du  $J/\psi$  (Cf. 1.5.2, p.47), à lui seul, ne suffit pas à décrire les résultats obtenus à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV. Ce phénomène peut s'interpréter en prenant en compte une contribution de  $J/\psi$  provenant du mécanisme de (re)combinaison (Cf. 1.5.2, p.47). Ainsi, les  $J/\psi$  (re)combinés contre-balanceraient le mécanisme de suppression à l'énergie du LHC.

Sur ce même graphique (bas de la figure 7.1) sont également représentés les résultats du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  obtenus par ALICE dans son canal di-électron à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV [246] (cercles pleins bleus) et ceux obtenus par PHENIX (cercles vides noirs) dans le domaine de rapidité centrale (respectivement  $|y| < 0,9$  et  $|y| < 0,35$ ). Nous observons, comme dans le cas des mesures vers l'avant, une plus faible suppression des  $J/\psi$  aux énergies du LHC qu'aux énergies de RHIC, pour les collisions les plus centrales. Par ailleurs, les résultats de PHENIX indiquent une plus faible suppression du  $J/\psi$  dans le domaine de rapidité central par rapport au domaine vers l'avant, bien que, pour les collisions les plus centrales, les points soient compatibles dans les incertitudes. Ce comportement est également visible en comparant les résultats obtenus par ALICE dans le domaine de rapidité central et vers l'avant. Cependant, là encore, les incertitudes restent importantes, et la différence, pour les collisions les plus centrales, ne représente que  $1,1\sigma$ . Cette dernière indication va dans le sens d'une contribution plus importante du mécanisme de (re)combinaison dans la région de rapidité centrale. Ce phénomène, prédit par la théorie (Cf. 1.5.2, p.47), s'explique par la plus grande production de paires  $c\bar{c}$  dans le plan transverse de la collision.

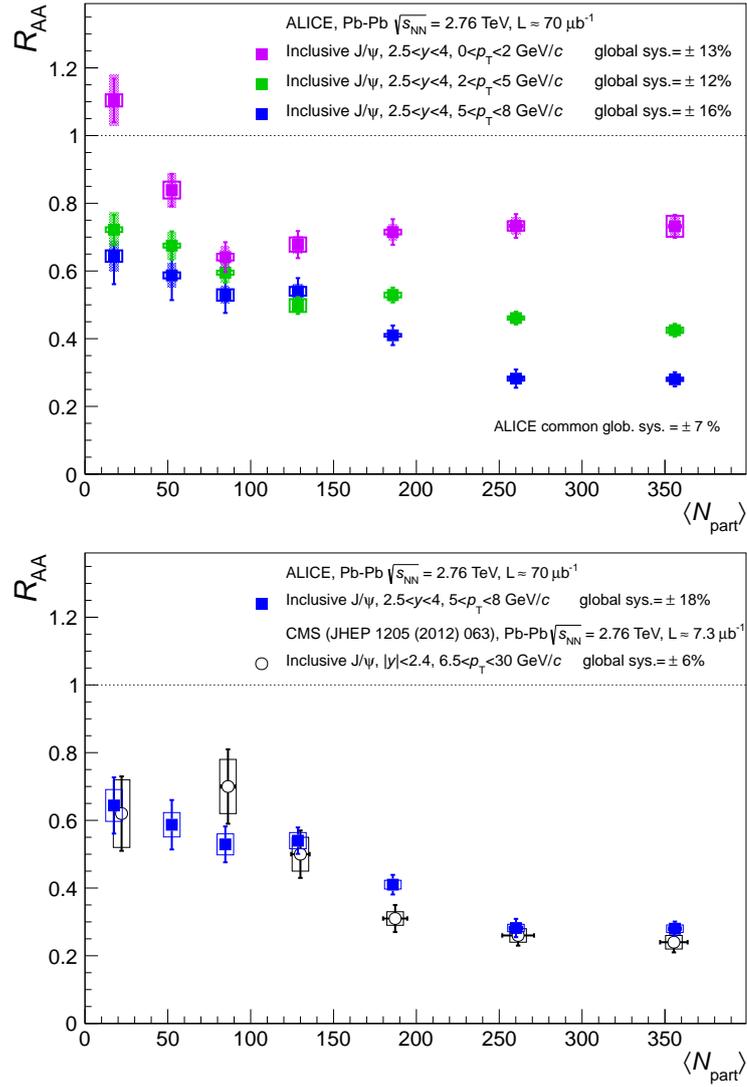
La statistique disponible dans les données de 2011 permet également de calculer le  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction de la centralité pour différents intervalles en rapidité. La figure 7.2 représente les résultats obtenus pour les intervalles de rapidité  $2,5 < y < 3$ ,  $3 < y < 3,5$  et  $3,5 < y < 4$  en fonction de  $\langle N_{\text{part}} \rangle$ . Sept classes de centralité sont étudiées : 0-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-50%, 50-60% et 60-90%. Les valeurs obtenues du  $R_{AA}$  sont reportées dans le tableau C.2 (p.222) de l'annexe C. Les incertitudes statistiques sur les nombres de  $J/\psi$  extraits dans les collisions Pb-Pb sont représentées par des barres verticales. Puisque les trois mesures ont été effectuées avec le même appareillage (spectromètre à muons), certaines incertitudes systématiques sont communes aux trois intervalles en rapidité.

Ainsi, afin de comparer ces résultats, il a été choisi de distinguer les incertitudes systématiques en quatre catégories : décorréelées, partiellement corrélées, globales décorréelées et globale corrélée. Les incertitudes systématiques décorréelées sont représentées par des boîtes vides et correspondent à l'extraction du signal dans les collisions Pb-Pb. Les incertitudes systématiques partiellement corrélées (c'est-à-dire décorréelées en fonction de la centralité mais corrélées entre les différents intervalles de rapidité) sont représentées par des boîtes semi-pleines et correspondent à la somme quadratique des sources suivantes : le facteur de recouvrement nucléaire  $\langle T_{AA} \rangle$ , la détermination de la centralité, l'efficacité de trajectographie et l'efficacité de déclenchement. Les incertitudes systématiques globales décorréelées (c'est à dire corrélées en fonction de la centralité et décorréelées entre les différents intervalles de rapidité) sont reportées dans la légende et correspondent à la somme quadratique des sources suivantes : la section efficace p-p (statistique et systématique décorréelée), la paramétrisation des simulations MC, l'efficacité de trajectographie, l'efficacité de déclenchement et l'efficacité d'appariement. Enfin, l'incertitude systématique globale corrélée est reportée sur le graphique et correspond à la somme quadratique des sources suivantes : la section efficace p-p (systématique corrélée) et le facteur de normalisation  $F_{\text{norm}}$ .

La comparaison des trois distributions de la figure 7.2 indiquent une suppression du  $J/\psi$  d'autant plus faible que la région en rapidité est centrale. Cependant, les incertitudes systématiques étant élevées, il ne nous est pas possible d'établir une distinction claire. La différence maximale entre les deux domaines en rapidité  $2,5 < y < 3$  et  $3,5 < y < 4$  est de  $2,2\sigma$  pour la classe de centralité 10-20%. Cette tendance est à mettre en regard avec les résultats d'ALICE dans le domaine de rapidité centrale ( $|y| < 0,9$ ) discutés ci-dessus et représentés sur le graphique du bas de la figure 7.1. Une comparaison entre le domaine de rapidité le plus vers l'avant ( $3,5 < y < 4$ ) et la région centrale ( $|y| < 0,9$ ), pour les collisions les plus centrales (0-10%), donne une différence de  $1,5\sigma$ .



**FIGURE 7.2** – Dépendance en centralité du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  mesuré dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, pour différents intervalles en rapidité. Les valeurs sont données dans le tableau C.2 (p.222). Les incertitudes sont décrites dans le texte.



**FIGURE 7.3** – Dépendance en centralité du  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  inclusifs mesurés dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV pour différents intervalles en impulsion transverse (haut). Les valeurs sont données dans le tableau C.3 (p.223). Les incertitudes sont décrites dans le texte. Comparaison avec les résultats de CMS [181] obtenus dans l'intervalle  $6,5 < p_T < 30$  GeV/c, pour la classe de centralité 0-100% dans le domaine de rapidité  $|y| < 2,4$  (bas).

D'autre part, il est également possible de déterminer le  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction de la centralité pour différents intervalles en impulsion transverse. Les résultats correspondant aux intervalles  $0 < p_T < 2$  GeV/c,  $2 < p_T < 5$  GeV/c et  $5 < p_T < 8$  GeV/c sont présentés sur le graphique du haut de la figure 7.3 en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$ . Les valeurs du  $R_{AA}$  sont reportées dans le tableau C.3 (p.223) de l'annexe C. Les quatre types d'incertitudes sont définis de la même manière que pour l'étude précédente portant sur différents intervalles en rapidité. Nous observons une plus faible suppression des  $J/\psi$  de bas  $p_T$  pour les collisions les plus centrales. La différence entre les deux intervalles en impulsion transverse les plus extrêmes ( $0 < p_T < 2$  GeV/c et  $5 < p_T < 8$  GeV/c) est de  $3,9\sigma$  pour la classe de centralité 0-10%. De plus, la suppression des  $J/\psi$  de haut  $p_T$  augmente avec la centralité, contrairement à celle des  $J/\psi$  de bas  $p_T$  qui reste constante, voire semble légèrement diminuer.

Ce comportement est compatible avec le mécanisme de (re)combinaison qui produirait des  $J/\psi$  de bas  $p_T$  ( $<3$  GeV/c, Cf. 1.5.2, p.47) et contrebalancerait, essentiellement dans l'intervalle  $0 < p_T < 2$  GeV/c, le processus de suppression des  $J/\psi$ . De plus, nous observons, pour ce même intervalle en impulsion transverse, une valeur du  $R_{AA}$  supérieure à l'unité pour les collisions les plus périphériques. Ceci peut de nouveau être imputé à l'excès de  $J/\psi$  observé à bas  $p_T$  ( $<0,3$  GeV/c), qui pourrait correspondre à la contribution du mécanisme de photo-production (Cf. 1.5.1, p.43).

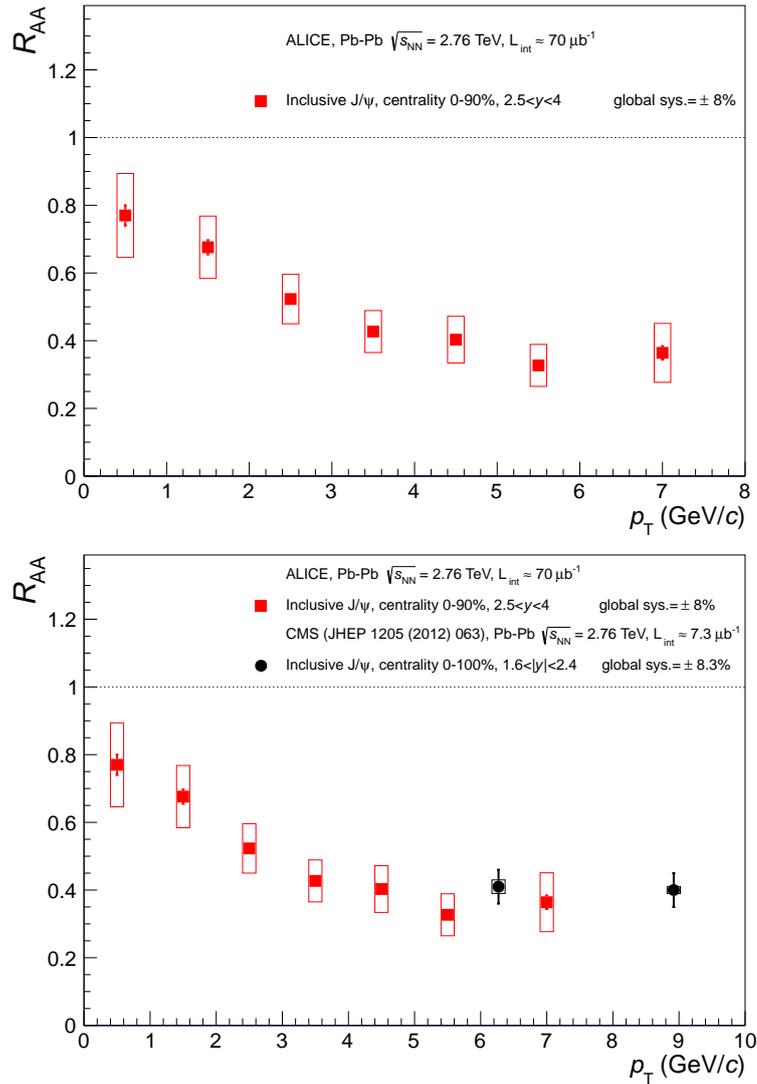
Enfin, le graphique du bas de la figure 7.3 représente la distribution du  $R_{AA}$  obtenue pour l'intervalle  $5 < p_T < 8$  GeV/c, dans la fenêtre de rapidité  $2,5 < y < 4$ , comparé à que celui obtenu par CMS [181] pour l'intervalle  $6,5 < p_T < 30$  GeV/c, dans la fenêtre de rapidité centrale  $|y| < 2,4$ , en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$ . Bien que les domaines de rapidité soient différents et que l'intervalle en impulsion transverse couvert par CMS soit plus étendu, les deux mesures présentent la même forme et la même amplitude.

### $R_{AA}$ vs $p_T$

La mesure de la section efficace de production inclusive de  $J/\psi$  dans les collisions p-p a été effectuée pour différents intervalles en  $p_T$ , dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ . Cela nous permet d'étudier la dépendance en impulsion transverse du  $R_{AA}$ . L'intervalle en impulsion transverse, allant de 0 à 8 GeV/c, est divisé en sept intervalles : 0-1, 1-2, 2-3, 3-4, 4-5, 5-6 et 6-8 GeV/c. La distribution du  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  inclusifs, intégré en centralité (0-90%), pour la fenêtre de rapidité  $2,5 < y < 4$ , est représentée en fonction de  $p_T$  sur le graphique du haut de la figure 7.4. Les valeurs du  $R_{AA}$  sont reportées dans le tableau C.5 (p.224) de l'annexe C.

Les incertitudes statistiques sur les nombres de  $J/\psi$  extraits dans les collisions Pb-Pb sont représentées par des barres verticales. Les incertitudes systématiques décorréélées sont représentées par des boîtes vides et correspondent à la somme quadratique des sources suivantes : l'extraction du signal dans les collisions Pb-Pb, la section efficace p-p (statistique et systématique décorréélées), la paramétrisation des simulations MC, l'efficacité de trajectographie, l'efficacité de déclenchement et l'efficacité d'appariement. L'incertitude systématique corrélée est reportée dans la légende et correspond à la somme quadratique des sources suivantes : le facteur de recouvrement nucléaire  $\langle T_{AA} \rangle$ , l'efficacité de trajectographie, l'efficacité de déclenchement, la section efficace p-p (systématique corrélée), le facteur de normalisation  $F_{norm}$  et la détermination de la centralité.

Nous observons sur ce graphique une diminution de 50% du  $R_{AA}$  entre l'intervalle de plus bas  $p_T$  ( $0 < p_T < 1$  GeV/c) et celui de plus haut  $p_T$  ( $6 < p_T < 8$  GeV/c), respectivement égal à  $0,77 \pm 0,03(stat) \pm 0,12(sys)$  et  $0,36 \pm 0,02(stat) \pm 0,09(sys)$  (les 8% d'incertitude globale ne sont pas inclus dans ces chiffres). La différence entre ces deux valeurs correspond à  $2,7\sigma$ . A noter que l'excès de  $J/\psi$  observé à très bas  $p_T$  ( $< 0,3$  GeV/c) a une contribution faible ( $\sim 3,3\%$ ) sur



**FIGURE 7.4** – Dépendance en impulsion transverse du  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  inclusifs mesuré dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, intégrée en centralité (0-90%), pour le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$  (haut). Les valeurs sont données dans le tableau C.5 (p.224). Les incertitudes sont décrites dans le texte. Comparaison avec les résultats de CMS [181] obtenus pour la classe de centralité 0-100% dans le domaine de rapidité  $1,6 < |y| < 2,4$  (bas).

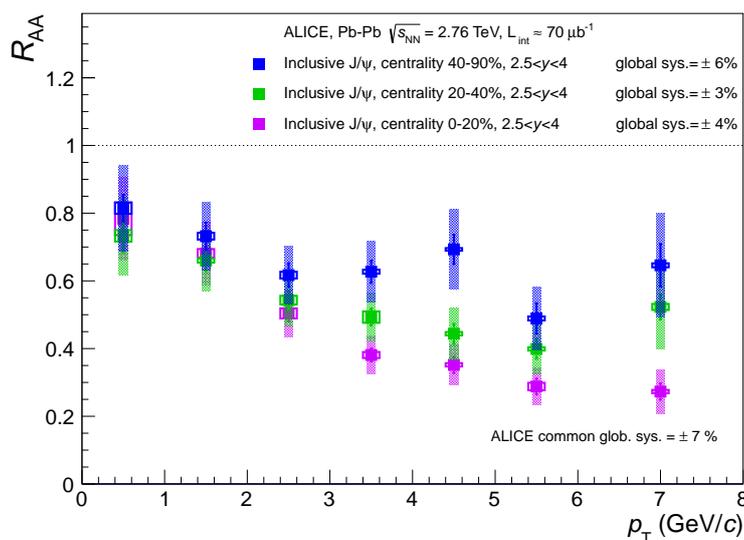
la valeur du  $R_{AA}$  mesuré dans l'intervalle  $0 < p_T < 1$  GeV/c intégré en centralité (0-90%) (Cf. 7.7, p.193). Ces résultats indiquent une plus faible suppression des  $J/\psi$  de bas  $p_T$  par rapport à ceux de haut  $p_T$ . Cette observation peut-être interprétée comme résultant d'un processus de (re)combinaison qui produit des  $J/\psi$  dans la région de bas  $p_T$  ( $< 3$  GeV/c).

Une comparaison de la dépendance en impulsion transverse du  $R_{AA}$  est effectuée, sur le graphique du bas de la figure 7.4, avec les résultats de CMS obtenus à la même énergie, pour de hauts  $p_T$ , dans le domaine de rapidité  $1,6 < |y| < 2,4$  [181]. Deux intervalles en impulsion transverse étudiés par CMS permettent un recouvrement des résultats :  $3 < p_T < 30$  GeV/c avec  $\langle p_T \rangle = 6,27$  GeV/c et  $6,5 < p_T < 30$  GeV/c avec  $\langle p_T \rangle = 8,92$  GeV/c. Bien que les domaines de rapidité soient différents entre ALICE et CMS, nous observons, dans les

incertitudes, un accord entre les résultats des deux expériences.

D'autre part, il est intéressant d'étudier la dépendance en impulsion transverse du  $R_{AA}$  pour différentes classes de centralités. Le graphique de la figure 7.5 permet d'observer le  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$  pour les classes de centralité 0-20%, 20-40% et 40-90%. Les valeurs du  $R_{AA}$  sont reportées dans le tableau C.6 (p.225) de l'annexe C. Les intervalles en impulsion transverse sont les mêmes que pour le cas intégré en centralité (0-90%). Les incertitudes statistiques sur les nombres de  $J/\psi$  extraits dans les collisions Pb-Pb sont représentées par des barres verticales.

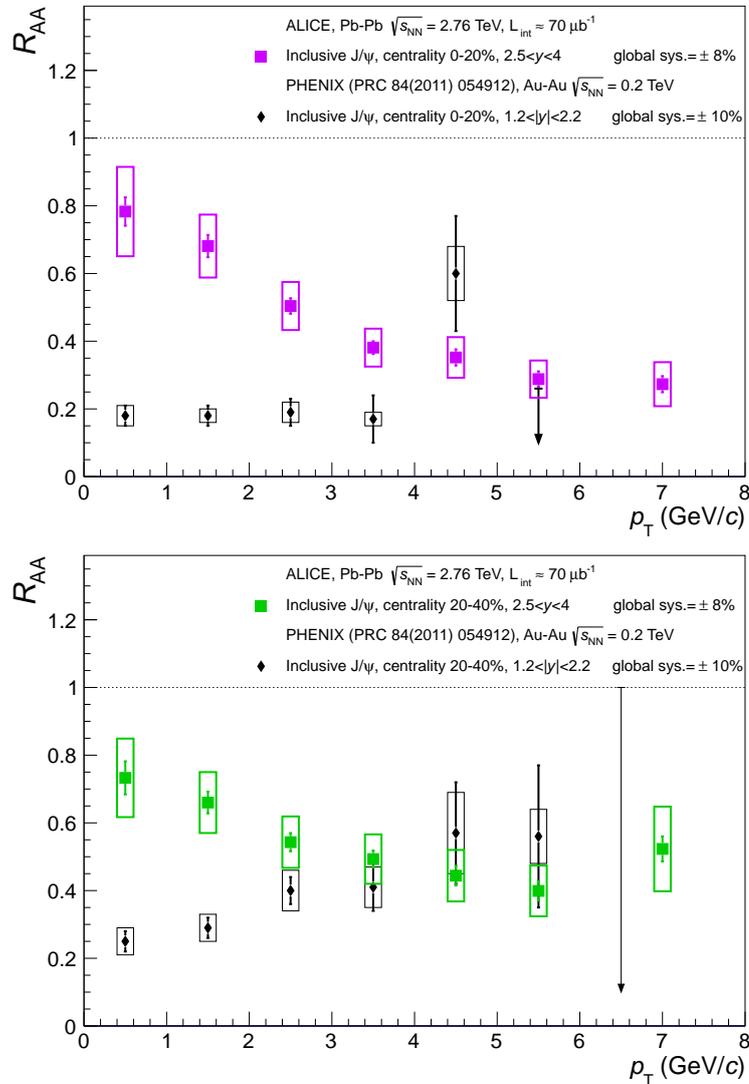
Tout comme les représentations du  $R_{AA}$  en fonction de  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  pour différents intervalles en rapidité ou en impulsion transverse, il a été choisi de distinguer les incertitudes systématiques en quatre catégories : décorrélées, partiellement corrélées, globales décorrélées et globale corrélée. Les incertitudes systématiques décorrélées sont représentées par des boites vides et correspondent à l'extraction du signal dans les collisions Pb-Pb. Les incertitudes systématiques partiellement corrélées (c'est-à-dire décorrélées en fonction de  $p_T$  mais corrélées entre les différentes classes de centralité) sont représentées par des boites hachurées et correspondent à la somme quadratique des sources suivantes : la section efficace p-p (statistique et systématique décorrélée), la paramétrisation des simulations MC, l'efficacité de trajectographie, l'efficacité de déclenchement et l'efficacité d'appariement. Les incertitudes systématiques globales décorrélées (c'est à dire corrélées en fonction de  $p_T$  mais décorrélées entre les différents intervalles de centralité) sont inscrites dans la légende et correspondent à la somme quadratique des sources suivantes : le facteur de recouvrement nucléaire  $\langle T_{AA} \rangle$ , la détermination de la centralité, l'efficacité de trajectographie et l'efficacité de déclenchement. Enfin, l'incertitude systématique globale corrélée est inscrite sur le graphique et correspond à la somme



**FIGURE 7.5** – Dépendance en impulsion transverse du  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  inclusifs mesuré dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV pour les classes de centralité 0-20%, 20-40% et 40-90%. Les valeurs sont données dans le tableau C.6 (p.225). Les incertitudes sont décrites dans le texte.

quadratique des sources suivantes : la section efficace p-p (systématique corrigée) et le facteur de normalisation  $F_{\text{norm}}$ .

Pour de faibles impulsions transverses ( $p_T < 3 \text{ GeV}/c$ ), les trois distributions de la figure 7.5 ont la même forme et la même amplitude. La distribution du  $R_{AA}$  pour les collisions les plus périphériques (40-90%) présente un comportement relativement plat (dans les incertitudes), tandis que pour les collisions les plus centrales (0-20%), une diminution importante du  $R_{AA}$  en fonction de  $p_T$  est constatée. Il est à noter que l'excès de  $J/\psi$  observé à très bas  $p_T$  ( $< 0,3 \text{ GeV}/c$ ) a un très faible impact (environ 1-2%) sur la valeur du  $R_{AA}$  dans l'intervalle  $0 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$  pour la classe de centralité 40-90%, et un effet négligeable pour les autres classes de centralité, 0-20% et 20-40% (Cf. 7.7, p.193). La différence entre les résultats des classes de centralité 0-20% et 40-90% pour l'intervalle  $6 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$  est de  $4,8\sigma$ . Cette observation claire atteste d'un



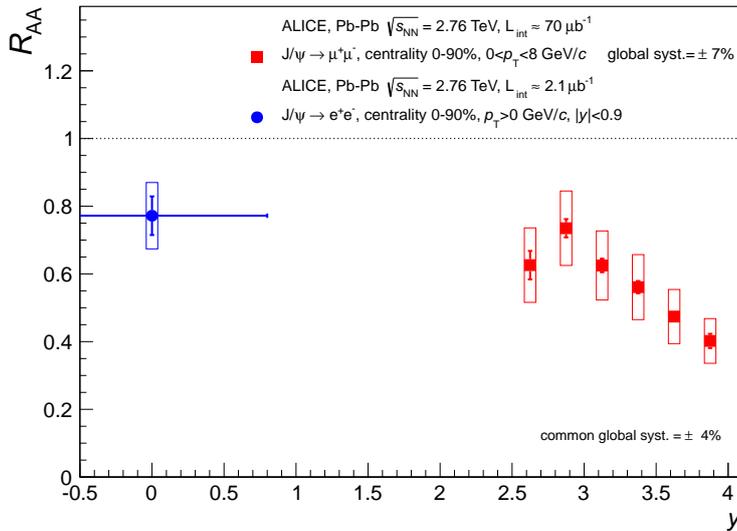
**FIGURE 7.6** – Comparaison de la distributions en impulsion transverse du  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  inclusifs avec celui mesuré par PHENIX [174] à  $\sqrt{s_{NN}}=0,2 \text{ TeV}$ , dans le domaine de rapidité  $1, 2 < |y| < 2, 2$ , pour les classes de centralité 0-20% (haut) et 20-40% (bas).

effet de milieu dans les collisions les plus centrales, comme attendu.

Les résultats de PHENIX pour des collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}}=0,2$  TeV, dans la fenêtre de rapidité  $1,2 < |y| < 2,2$  [174], sont représentés sur les graphiques de la figure 7.6 pour les classes de centralité 0-20% et 20-40%, respectivement en haut et en bas. Ils sont comparés aux résultats que nous avons obtenus à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV. Bien que les intervalles en rapidité et que les effets nucléaires froids ne soient pas identiques entre ces deux énergies, les distributions n'ont pas la même allure. Alors que PHENIX observe une forte suppression des  $J/\psi$  de bas  $p_T$  ( $< 4$  GeV/c) avec  $R_{AA} \approx 0,2$  dans le cas 0-20%, nous observons, à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, une diminution progressive du  $R_{AA}$  en fonction de  $p_T$  avec une valeur d'environ 0,8 dans l'intervalle  $0 < p_T < 1$  GeV/c. Les  $J/\psi$  de bas  $p_T$  sont clairement moins supprimés à l'énergie du LHC qu'à celle de RHIC, ce qui pourrait signer l'existence d'un mécanisme de production secondaire de  $J/\psi$  de bas  $p_T$  dans les collisions centrales au LHC.

### $R_{AA}$ vs $y$

De la même manière que pour l'impulsion transverse, il est possible, à partir de la statistique collectée en 2011, d'étudier le  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  inclusifs en fonction de la rapidité. Le domaine de rapidité couvert par le spectromètre à muons ( $2,5 < y < 4$ ) est divisé en 6 intervalles égaux correspondant à ceux effectués lors du calcul de la section efficace inclusive p-p. La dépendance en rapidité du facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  est présentée sur la figure 7.7. Les valeurs du  $R_{AA}$  sont reportées dans le tableau C.4 (p.224) de l'annexe C. Les sources d'incertitudes, leurs types et leurs représentations, sont identiques à celles décrites dans le paragraphe précédent pour le calcul de la dépendance en  $p_T$  du  $R_{AA}$  pour la classe de centralité intégrée 0-90%.



**FIGURE 7.7** – Dépendance en rapidité du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  mesurée dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, intégrée en centralité (0-90%). Les incertitudes sont décrites dans le texte. Les valeurs sont données dans le tableau C.4 (p.224).

Nous observons une diminution de 30% du  $R_{AA}$  entre les intervalles de rapidités  $2,5 < y < 2,75$  et  $3,75 < y < 4$ . Le résultat mesuré par ALICE dans le domaine de rapidité centrale ( $|y| < 0,9$ ), dans le canal di-électron, intégré en centralité, est également représentée sur la figure 7.7. Nous remarquons que la suppression du  $J/\psi$  augmente avec la rapidité. Nous avons déjà observé ce comportement lors de la représentation du  $R_{AA}$  en fonction de la centralité pour différents domaines de rapidité (figure 7.2). Bien que les effets nucléaires froids ne soient pas connus, cette variation en fonction de la rapidité est prédite par les modèles de (re)combinaison ( $Y_{J/\psi}^{PbPb} \propto (dN_{c\bar{c}}/d\eta)^2$ ).

## 7.5 Comparaison aux modèles théoriques

Les résultats du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$  obtenus dans la section précédente peuvent être directement comparés aux prédictions faites par les différents modèles théoriques disponibles. Trois types de modèles sont confrontés aux mesures du  $R_{AA}$  : le modèle statistique, deux modèles de transport et le modèle des co-voyageurs. Tous possèdent une composante de (re)combinaison du  $J/\psi$  à partir des quarks charmés déconfinés dans le milieu. Les *ingrédients* utilisés dans les différents modèles sont brièvement décrits ci-dessous.

**Modèle statistique** Le modèle d'hadronisation statistique [150–156] est basé sur le déconfinement et la thermalisation de l'ensemble des paires  $c\bar{c}$ . La production des  $J/\psi$  s'effectue lors de la transition de phase par hadronisation statistique. Les résultats présentés ci-dessous sont calculés pour deux valeurs de la section efficace de production de paires de quarks charmées en rapidité centrale<sup>4</sup>  $d\sigma_{c\bar{c}}/dy = 0,15$  et  $0,25$  mb. Ces valeurs de section efficace prennent en compte des effets de *shadowing*. La production de  $J/\psi$  non-prompts issus de la décroissance des hadrons beaux n'est pas prise en compte.

**Modèle de transport** Le milieu créé lors de collisions d'ions lourds à haute énergie évolue de manière dynamique. Afin d'extraire des informations sur le milieu en étudiant la production de  $J/\psi$ , il est nécessaire de traiter l'évolution du milieu et les mécanismes de production de  $J/\psi$  dynamiquement. Puisqu'il est peu probable que tous les  $J/\psi$  soient thermalisés, leur distribution dans l'espace des phases est régie par une équation de transport. Les modèles de transport incluent les processus de dissociation (suppression) et de (re)combinaison dans un PQG. L'effet d'élargissement du spectre en impulsion transverse dû à des diffusions de gluons dans l'état initial est pris en compte à travers les conditions initiales et l'effet de fuite dans l'état final est traité à travers un terme spécifique dans l'équation.

Le modèle de Liu et *al.* [160–162] prend en compte le *shadowing* à partir de la paramétrisation EKS98 [131] et utilise comme valeur de section efficace de production de paires de quarks charmées en rapidité centrale  $d\sigma_{c\bar{c}}/dy = 0,38$  mb. La contribution des  $J/\psi$  provenant de la décroissance des hadrons beaux est estimée à 10%. Deux scénarios de perte d'énergie du quark  $b$  sont

4. Aucune mesure de  $d\sigma_{c\bar{c}}$  intégrée jusqu'à  $p_T = 0$  n'est disponible en collisions Pb-Pb.

considérés et une suppression des hadrons beaux est choisie tel que  $R_{AA}^B = 0,4$ , indépendamment de  $p_T$ .

Le modèle de Zhao et *al.* [89, 166, 167] implémente une estimation simple du *shadowing* conduisant à une suppression du  $J/\psi$  de 30% pour les collisions Pb-Pb les plus centrales. La section efficace de production de paires de quarks charmés en rapidité centrale est  $d\sigma_{c\bar{c}}/dy = 0,5$  mb pour une rapidité de 3,25. Aucune perte d'énergie du quark  $b$  n'est supposée et la contribution des  $J/\psi$  non-prompts, issus des hadrons beaux, est estimée à 10%.

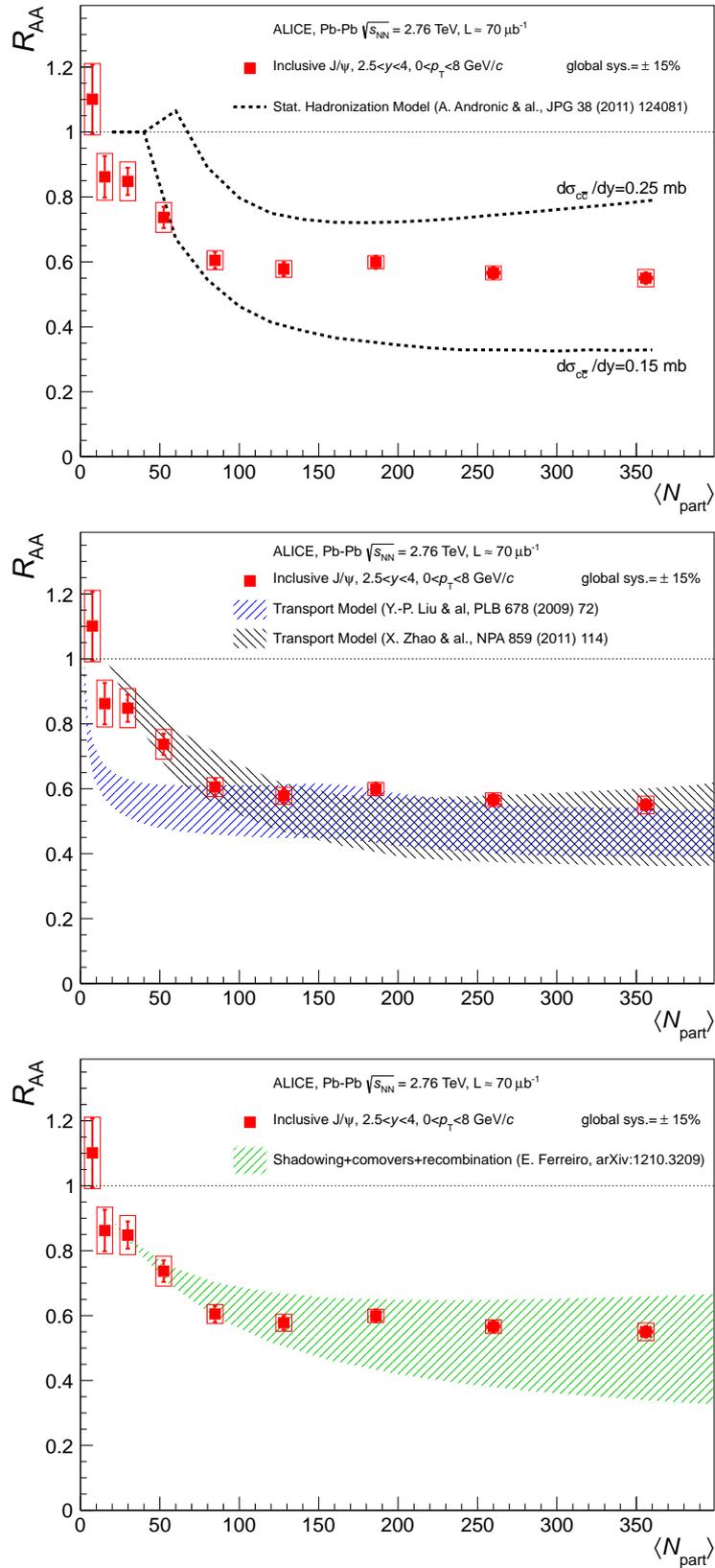
Sur les figures suivantes, les prédictions des modèles sont représentés par des bandes bleues pour le modèle de Liu et *al.* et des bandes noires pour le modèle de Zhao et *al.*. Ces bandes correspondent aux résultats avec (limite basse) et sans (limite haute) *shadowing*. Elles peuvent être interprétées comme l'incertitude de la prédiction.

**Modèle des co-voyageurs** Le modèle d'interaction des co-voyageurs [118, 125, 168] implémente les effets de *shadowing*, les interactions des co-voyageurs et la (re)combinaison. La paramétrisation du *shadowing* choisie permet de reproduire la multiplicité des particules chargées en fonction de la centralité [247]. La section efficace de production de paires de quarks charmés,  $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ , est choisie entre 0,4 et 0,6 mb ce qui correspond, respectivement, aux limites basse et haute du calcul. La section efficace de dissociation du  $J/\psi$  due aux interactions avec les co-voyageurs est  $\sigma_{co} = 0,65$  mb. Cette valeur provient de données à plus faible énergie et peut ne pas être adaptée aux collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV. La contribution de  $J/\psi$  non-prompts provenant de la décroissance des hadrons beaux n'est pas considérée dans le modèle. Les prédictions de ce modèle sont représentées sur les figures ci-dessous par des bandes vertes.

À partir des prédictions théoriques, en particulier de celles issues des modèles de transport, il est possible d'observer les comportements et les contributions respectives des différents processus mis en jeu dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Nous comparons ci-dessous les prédictions théoriques disponibles aux résultats du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  obtenus en fonction de la centralité, de l'impulsion transverse et de la rapidité.

### $R_{AA}$ vs centralité

Le facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  est représenté sur la figure 7.8 en fonction du nombre moyen de participants,  $\langle N_{part} \rangle$ , et comparé aux prédictions théoriques des trois modèles décrits ci-dessus. Bien que ces modèles assument des valeurs de section efficace  $\sigma_{c\bar{c}}$  différentes et possèdent des incertitudes importantes sur l'effet du *shadowing*, toutes les prédictions théoriques reproduisent, dans les incertitudes, les données expérimentales au delà de  $\langle N_{part} \rangle = 70$ . Dans le cas des collisions les plus centrales, le mécanisme de (re)combinaison contribue à hauteur de 50% au  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  pour les deux modèles de transport. Sans cette contribution de (re)combinaison, le modèle des co-voyageurs obtient une valeur du  $R_{AA}$  égale à 0,2 pour les collisions les plus centrales. Cet accord entre données et prédictions indique qu'à l'énergie



**FIGURE 7.8** –  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction du nombre moyen de participants,  $\langle N_{part} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle statistique [155] (haut), des modèles de transport de Liu et al. [162] et de Zhao et al. [167] (milieu) et du modèle des co-voyageurs [118] (bas).

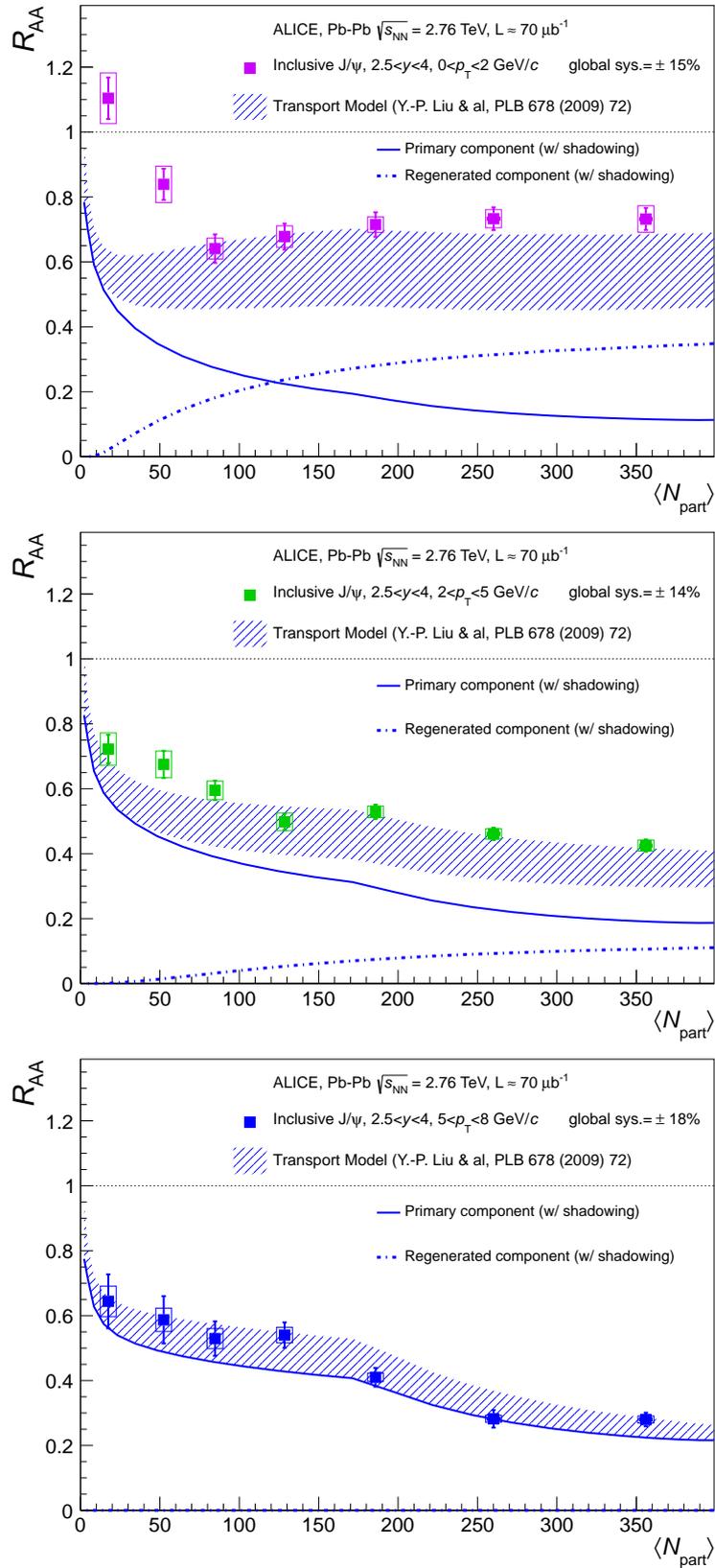
du LHC, pour laquelle la production primaire de paires de quarks  $c\bar{c}$  est environ 10 fois supérieure à celle du RHIC, les  $J/\psi$  produits par (re)combinaison contrebalancent le phénomène de suppression pour les collisions Pb-Pb les plus centrales.

Les modèles de transport et le modèle des co-voyageurs disposent de prédictions en fonction de  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  pour différents intervalles en impulsion transverse. Celles-ci permettent de comprendre plus en détail les contributions respectives des mécanismes de suppression et de (re)combinaison. Les prédictions du modèle de transport de Liu et *al.* [162] sont représentées sur la figure 7.9 pour les intervalles en impulsion transverse  $0 < p_T < 2$  GeV/ $c$  (haut),  $2 < p_T < 5$  GeV/ $c$  (milieu) et  $5 < p_T < 8$  GeV/ $c$  (bas). Les contributions des productions primaires et de (re)combinaison des  $J/\psi$  sont représentées sur ces graphiques respectivement par les lignes continues et discontinues. Comme attendu par le mécanisme de suppression, la production primaire de  $J/\psi$  diminue en fonction de  $\langle N_{\text{part}} \rangle$ , à la différence de celle des  $J/\psi$  issus du mécanisme de (re)combinaison qui augmente avec la centralité. Pour ce modèle, dans l'intervalle  $0 < p_T < 2$  GeV/ $c$ , la contribution du mécanisme de (re)combinaison domine par rapport à la production primaire. De plus, nous remarquons que la source de (re)combinaison est nulle dans le cas des hauts  $p_T$  ( $5 < p_T < 8$  GeV/ $c$ ). Nous observons un accord raisonnable, dans les incertitudes, entre données et prédictions théoriques. Les formes des distributions sont particulièrement bien reproduites, excepté pour les collisions périphériques de l'intervalle  $0 < p_T < 2$  GeV/ $c$ . Rappelons néanmoins qu'un excès de  $J/\psi$ , interprété comme provenant d'un mécanisme de photo-production (Cf. 1.5.1, p.43), est observé dans cet intervalle (Cf. 7.7, p.193).

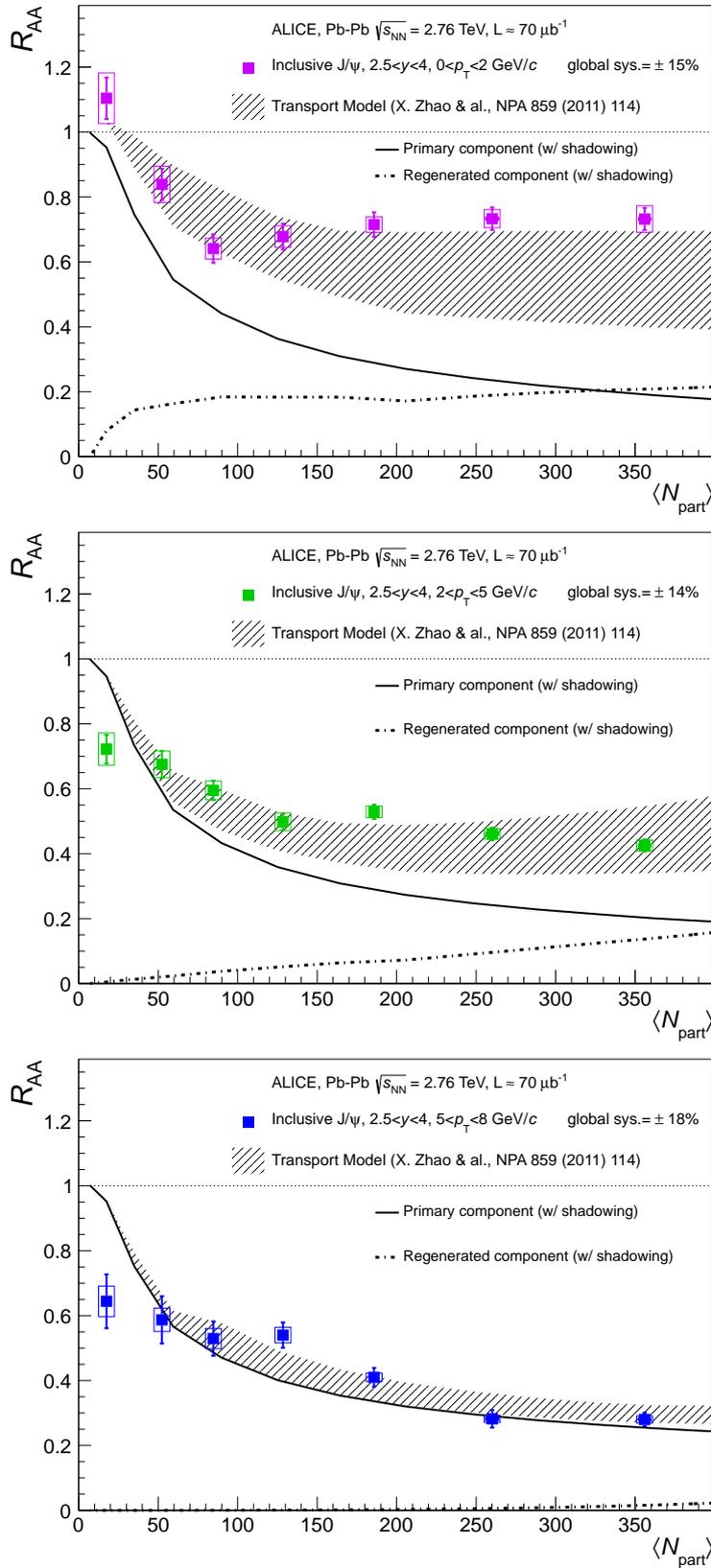
Les prédictions du modèle de transport de Zhao et *al.* [167] sont comparées aux données sur les graphiques de la figure 7.10 pour les mêmes intervalles en impulsion transverse que précédemment. Là encore, nous observons un accord raisonnable, dans les incertitudes, excepté dans les collisions périphériques à haut  $p_T$ . D'après ce modèle, pour l'intervalle  $0 < p_T < 2$  GeV/ $c$ , la production de  $J/\psi$  issus du mécanisme de (re)combinaison reste quasi-constante au delà de  $\langle N_{\text{part}} \rangle = 50$ . Pour les collisions les plus centrales, cette contribution est du même ordre de grandeur que celle provenant de la production primaire de  $J/\psi$ . Nous remarquons que la source de (re)combinaison est quasi-nulle dans le cas des hauts  $p_T$  ( $5 < p_T < 8$  GeV/ $c$ ).

Enfin, les prédictions du modèle des co-voyageurs [118] sont comparées aux données sur les graphiques de la figure 7.11, pour les intervalles  $0 < p_T < 2$  GeV/ $c$  (haut) et  $5 < p_T < 8$  GeV/ $c$  (bas). Nous observons, ici encore, un accord raisonnable dans les incertitudes, excepté dans le cas des  $J/\psi$  de hauts  $p_T$  ( $5 < p_T < 8$  GeV/ $c$ ) où la prédiction ne semble pas reproduire la forme des résultats pour les collisions périphériques ( $\langle N_{\text{part}} \rangle < 130$ ).

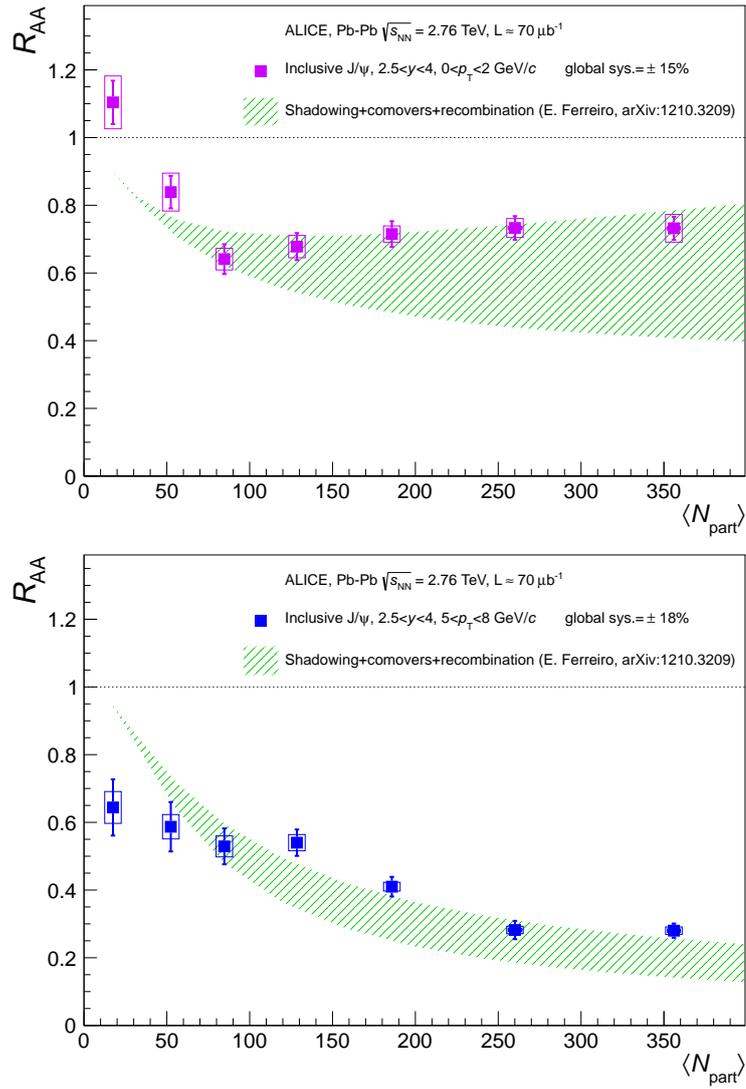
Le modèle des co-voyageurs dispose de prédictions en fonction de  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  pour différents domaines de rapidité. Les graphiques de la figures 7.12 montrent les résultats du  $R_{AA}$  comparés aux prédictions pour les intervalles suivants :  $2,5 < y < 3$  (haut),  $3 < y < 3,5$  (milieu) et  $3,5 < y < 4$  (bas). Nous remarquons que



**FIGURE 7.9** –  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction du nombre moyen de participants,  $\langle N_{\text{part}} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle de Liu et *al.* [162] pour différents intervalles en impulsion transverse :  $0 < p_T < 2$  (haut),  $2 < p_T < 5$  (milieu) et  $5 < p_T < 8$  GeV/c (bas).

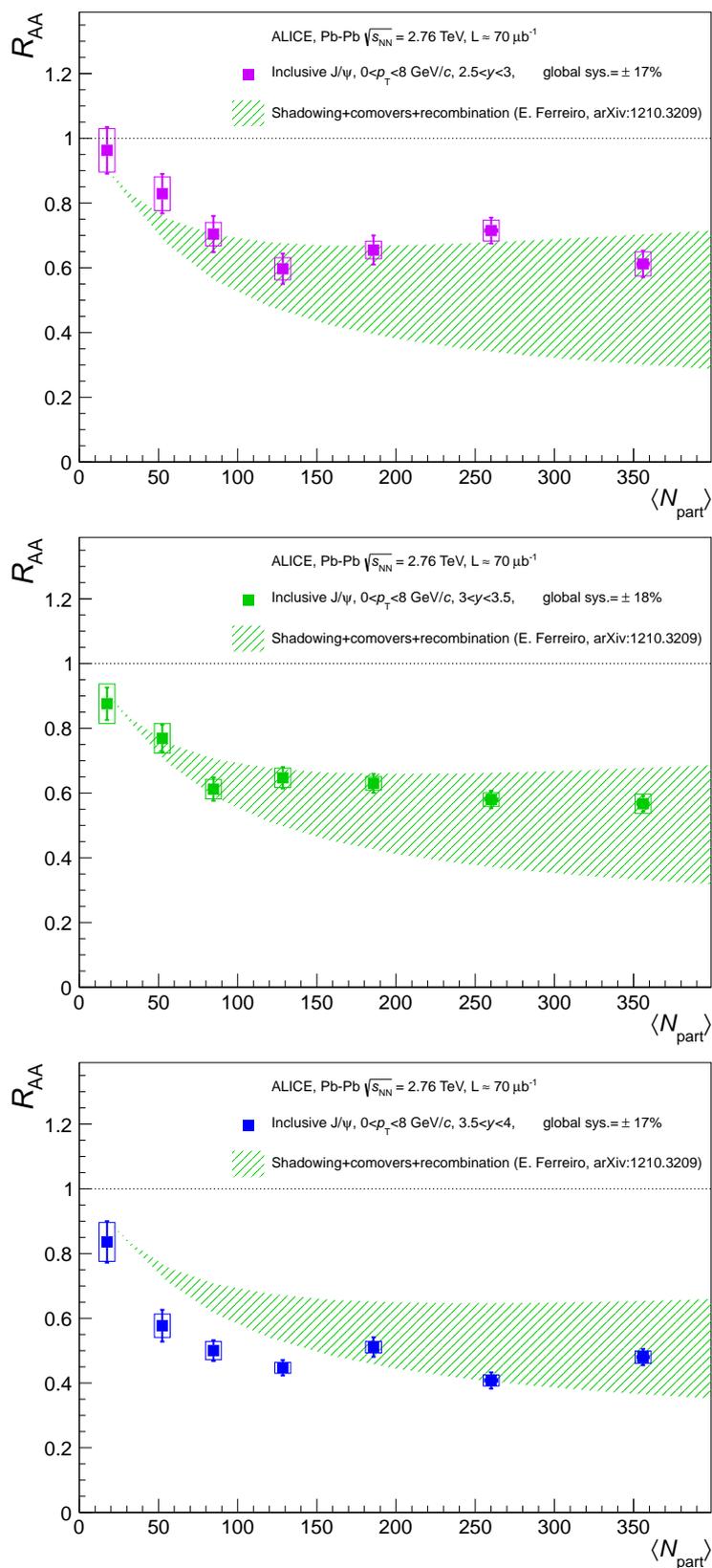


**FIGURE 7.10** –  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction du nombre moyen de participants,  $\langle N_{part} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle de Zhao et al. [167] pour différents intervalles en impulsion transverse :  $0 < p_T < 2$  (haut),  $2 < p_T < 5$  (milieu) et  $5 < p_T < 8$  GeV/c (bas).



**FIGURE 7.11** –  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction du nombre moyen de participants,  $\langle N_{part} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle des co-voyageurs [118] pour différents intervalles en impulsion transverse :  $0 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$  (haut) et  $5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$  (bas).

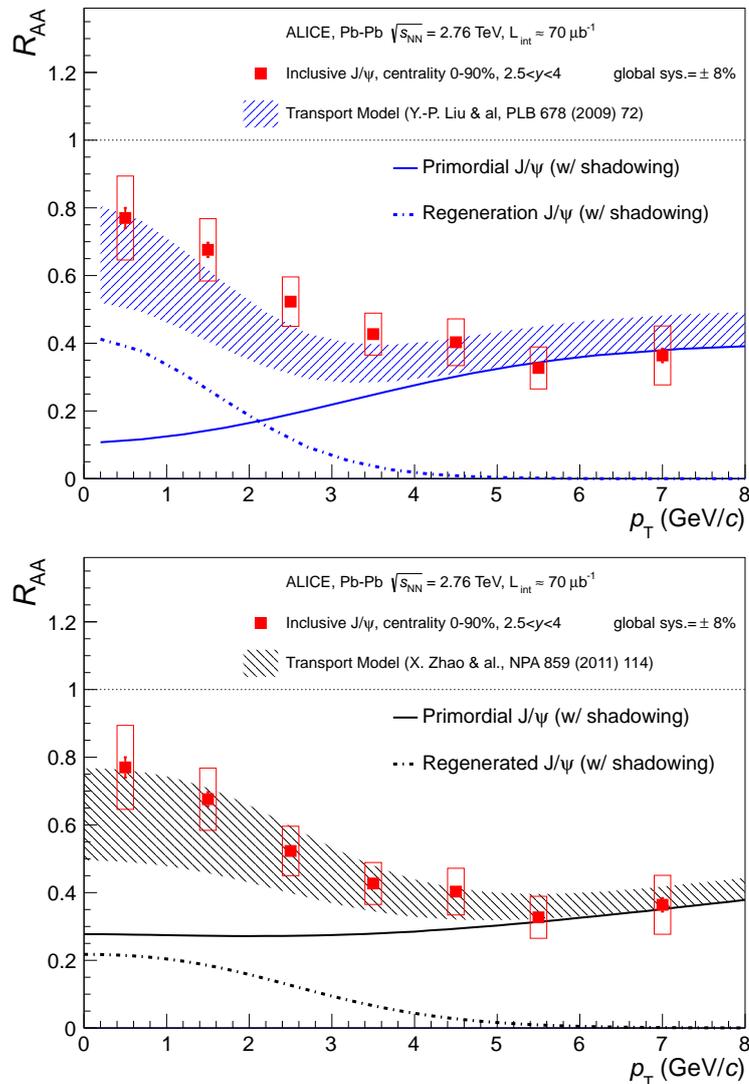
les prédictions ont la même tendance avec des incertitudes importantes dues aux choix des valeurs de  $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ . Néanmoins, elles présentent un accord raisonnable avec les données, excepté pour les collisions les plus périphériques.



**FIGURE 7.12** –  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction du nombre moyen de participants,  $\langle N_{part} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle des co-voyageurs [118] pour différents intervalles en rapidité :  $2,5 < y < 3$  (haut),  $3 < y < 3,5$  (milieu) et  $3,5 < y < 4$  (bas).

$R_{AA}$  vs  $p_T$ 

La dépendance en impulsion transverse du facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$ , intégré en centralité (0-90%), est comparée aux prédictions des deux modèles de transport sur les graphiques de la figure 7.13 : modèle de Liu et *al.* [162] (haut) et modèle de Zhao et *al.* [167] (bas). La contribution du mécanisme de production de  $J/\psi$  via (re)combinaison y est représentée par une ligne discontinue et celle du mécanisme de production primaire de  $J/\psi$  l'est par une ligne continue. Nous remarquons, sur ces deux graphiques, que la proportion relative de  $J/\psi$  (re)combinés par rapport à ceux produits initialement est différente entre les deux modèles de transport. Pour ce qui est du modèle de Zhao et *al.*, la composante liée à la production initiale de  $J/\psi$  domine quel que soit  $p_T$ . Au contraire, le modèle de Liu et *al.* présente une production initiale fortement supprimée à bas  $p_T$  avec une contribution du mécanisme de (re)combinaison qui domine jusqu'à 2 GeV/c. Pour les deux modèles, la production de  $J/\psi$  via



**FIGURE 7.13** – Dépendance en impulsion transverse du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$ , pour la classe de centralité 0-90%, comparée aux prédictions des modèles de transport de Liu et *al.* [162] (haut) et de Zhao et *al.* [167] (bas).

le mécanisme de (re)combinaison se concentre à basse impulsion transverse ( $<4 \text{ GeV}/c$ ) et seule la production initiale de  $J/\psi$  demeure à haute impulsion transverse.

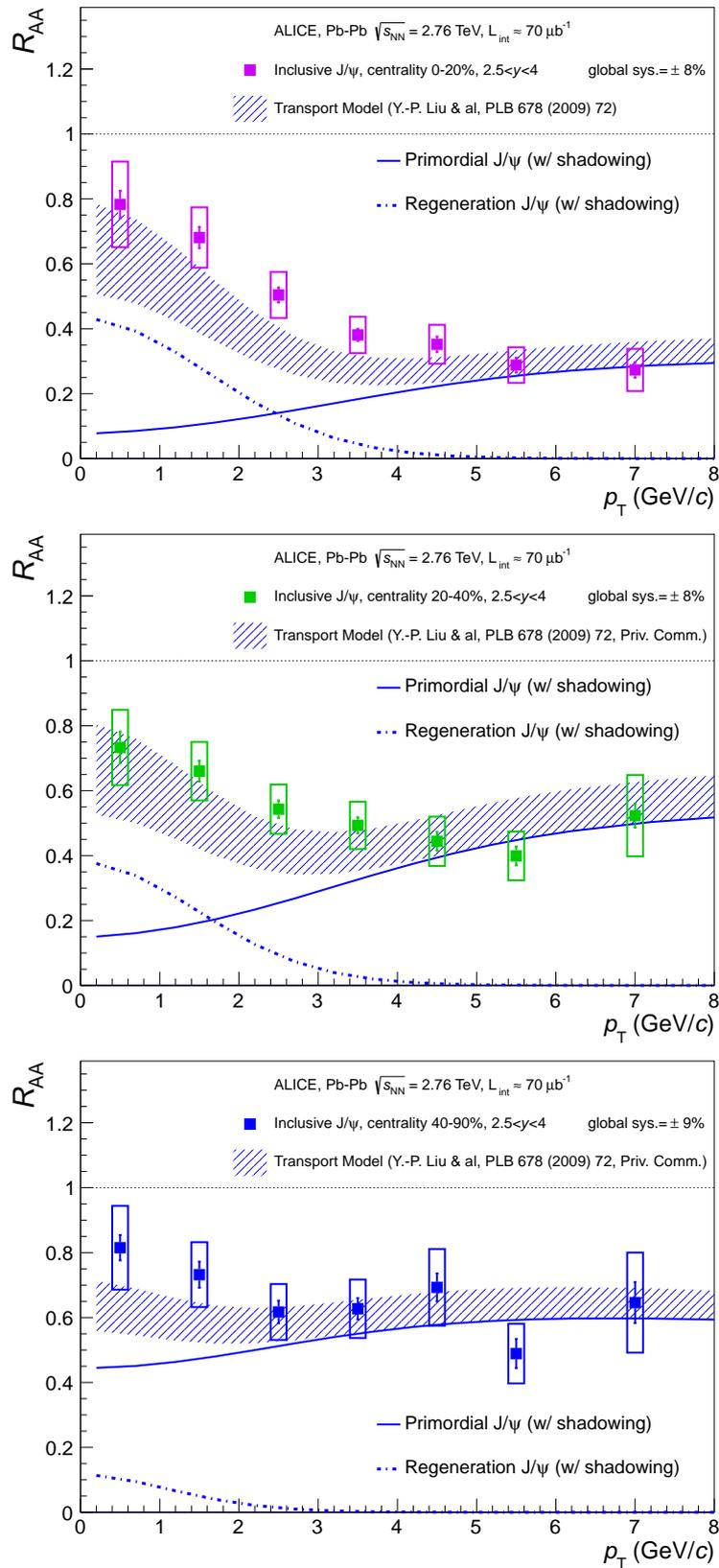
Nous observons un bon accord entre les prédictions théoriques des deux modèles et les données. La forme est respectée ainsi que l'amplitude. Nous remarquons néanmoins que pour les deux modèles, les données se situent sur la partie supérieure de la prédiction à bas  $p_T$ . Puisque la largeur des bandes des deux modèles correspond à différentes hypothèses de *shadowing*, cela indique une quantité relativement modeste de *shadowing*. Une mesure précise du *shadowing* en collisions p-Pb est nécessaire pour effectuer des comparaisons quantitatives entre le  $R_{AA}$  et les différents modèles de suppression/(re)combinaison en collisions Pb-Pb.

Des prédictions, issues de ces deux modèles de transport, sont également disponibles en fonction de  $p_T$  pour différentes classes de centralité. Ainsi, les graphiques de la figure 7.14 représentent les comparaisons entre les résultats du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  et les prédictions du modèle de Liu et *al.* pour les classes de centralité : 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas). Nous remarquons une diminution de la composante de (re)combinaison lorsque la centralité augmente, tandis que la composante primaire de  $J/\psi$ , au contraire, est de moins en moins supprimée. Cette dernière, par ailleurs, apparaît dépendre fortement de l'impulsion transverse, avec une suppression plus importante à bas  $p_T$ .

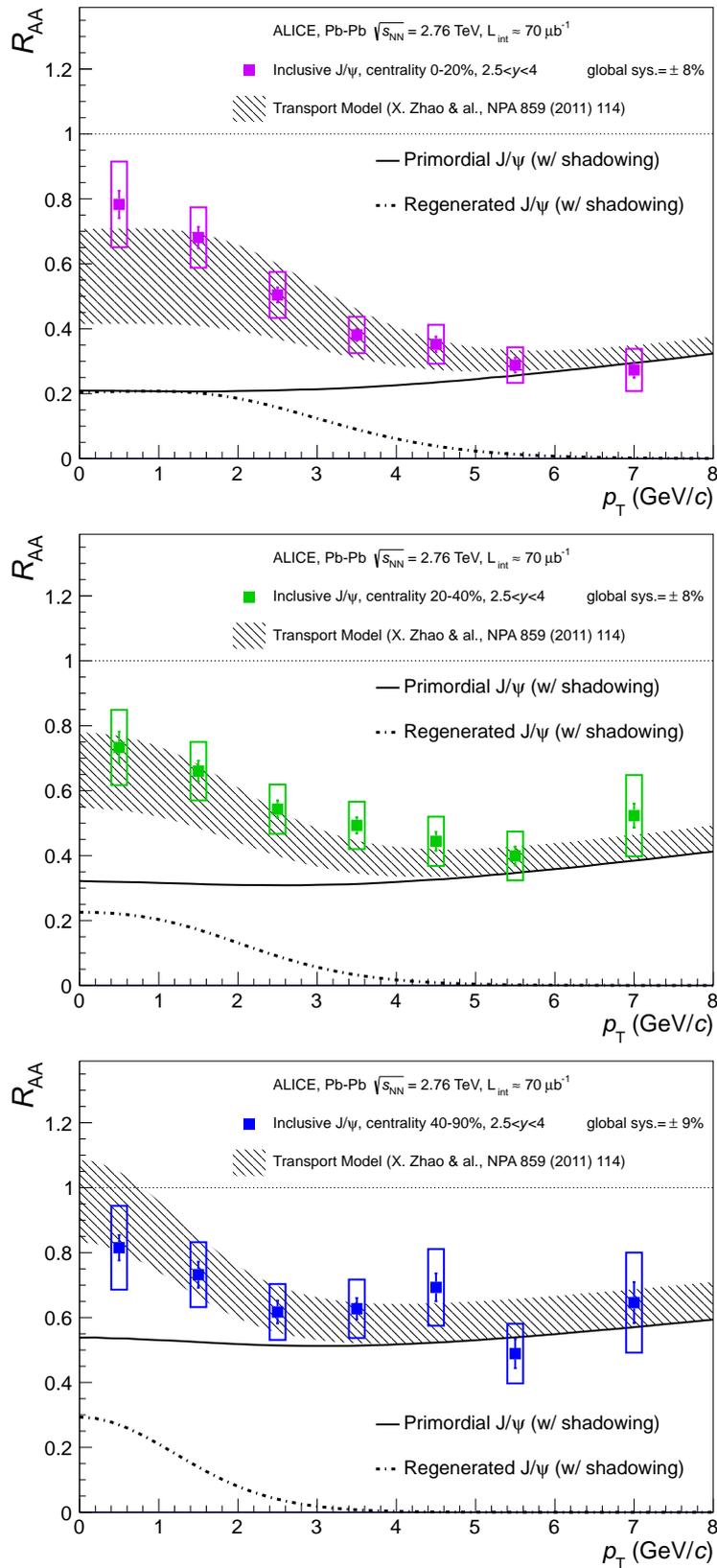
7 Les prédictions reproduisent raisonnablement les données, dans les incertitudes, quelle que soit la classe de centralité. Les formes et amplitudes correspondent, avec toutefois une légère déviation pour les classes de centralité les plus centrales (0-20% et 20-40%), dans la région en impulsion transverse  $2 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ , où les prédictions sont inférieures aux données. Comme dans le cas intégré en centralité ci-dessus (0-90%, figure 7.13), les résultats du  $R_{AA}$  se situent systématiquement dans la partie supérieure des prédictions, c'est-à-dire dans la partie supposant pas ou peu de *shadowing*, pour la région de faible impulsion transverse.

De la même manière, les prédictions du modèle de Zhao et *al.* sont comparées aux résultats du  $R_{AA}$  sur les graphiques de la figure 7.15 pour les classes de centralité : 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas). Dans le cadre de ce modèle, nous remarquons que la composante primaire de  $J/\psi$  est faiblement dépendante de l'impulsion transverse et domine par rapport à la composante de (re)combinaison, sauf pour les collisions les plus centrales (0-20%) où les amplitudes des deux sources sont similaires à bas  $p_T$ . Notons également que, comme pour le modèle de Liu et *al.*, la suppression de la composante primaire augmente avec la centralité. En revanche, la composante de (re)combinaison à bas  $p_T$  reste ici importante dans les collisions périphériques (40-90%).

Les prédictions de ce modèle reproduisent raisonnablement les données dans les incertitudes. Les formes et amplitudes sont en accord. Néanmoins, ici aussi, les résultats du  $R_{AA}$  se situent systématiquement dans la partie supérieure



**FIGURE 7.14** – Dépendance en impulsion transverse du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  comparée aux prédictions du modèle de transport de Liu et *al.* [162] pour les classes de centralité : 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas).

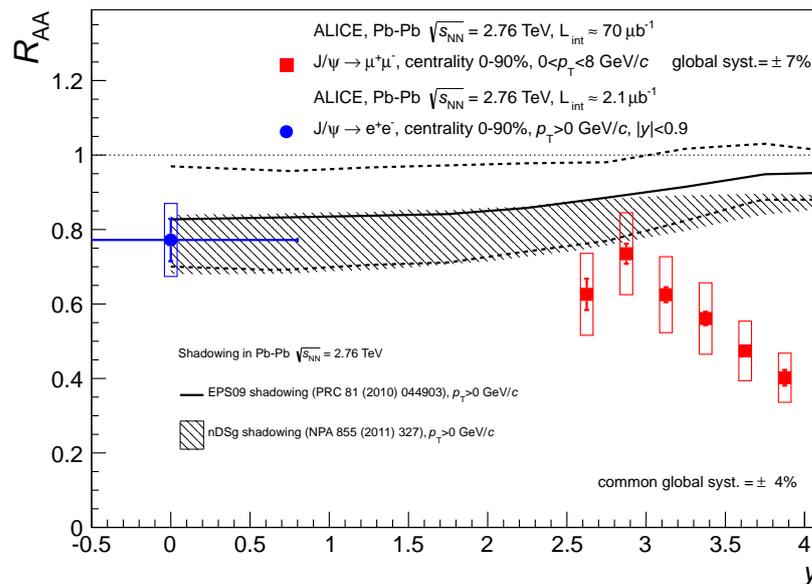


**FIGURE 7.15** – Dépendance en impulsion transverse du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  comparée aux prédictions du modèle de transport de Zhao et *al.* [167] pour les classes de centralité : 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas).

des prédictions (supposant un faible *shadowing*) à bas  $p_T$ , pour les classes de centralité 0-20% et 20-40%. Dans la région de haute impulsion transverse, où seule la composante primaire intervient, nous observons un bon accord malgré d'importantes incertitudes.

### $R_{AA}$ vs $y$

La dépendance en rapidité du facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  est comparée, sur la figure 7.16, à deux prédictions de *shadowing* calculées à l'aide du modèle du singulet de couleur à l'ordre dominant [248] et du modèle de l'évaporation de couleur à l'ordre dominant suivant [135]. Les calculs de *shadowing* sont effectués avec les paramétrisations des fonctions de distribution partonique nucléaire (nPDF<sup>5</sup>) suivantes : respectivement nDSg et EPS09. Ces deux prédictions reproduisent les données à rapidité centrale. Cependant, dans la région vers l'avant ( $3 < y < 4$ ), les modèles de *shadowing* ne permettent pas d'expliquer la suppression observée dans les données. Notons que les modèles précédemment décrits ne fournissent pas de prédiction en fonction de  $y$  car ils implémentent des mécanismes de suppression et de (re)combinaison des  $J/\psi$  dans l'état final.



**FIGURE 7.16** – Dépendance en rapidité du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$ , pour la classe de centralité 0-90%, comparée à plusieurs prédictions théoriques qui implémentent un effet de *shadowing* basé sur les paramétrisations nDSg [248] et EPS09 [135].

## 7.6 Effets des $J/\psi$ non-prompts

Les résultats du  $R_{AA}$  présentés dans ce chapitre correspondent à la mesure de la production inclusive de  $J/\psi$  effectuée à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Les informations issues du détecteur ne nous permettent

5. De l'anglais : nuclear Parton Distribution Function (nPDF).

pas de différencier les  $J/\psi$  prompts ( $J/\psi$  directs,  $\psi(2S)$ ,  $\chi_c$ ) des  $J/\psi$  non-prompts (décroissance de hadrons beaux). Comme discuté dans le chapitre d'introduction (Cf. 1.5, p.41), les  $J/\psi$  non-prompts ne permettent pas de sonder le milieu formé dans les collisions Pb-Pb les plus centrales (PQG). En effet, ils proviennent de la décroissance de hadrons qui se produit essentiellement, lors de l'expansion du milieu, en dehors de la *boule de feu*. Ces  $J/\psi$  ne sont donc pas directement perturbés par le milieu chaud et dense créé, bien qu'ils donnent accès à des informations sur les interactions des quarks  $b$  dans le milieu (perte d'énergie des quarks  $b$  de haut  $p_T$ , thermalisation, etc). Nous allons estimer dans cette section l'effet de la production de  $J/\psi$  non-prompts dans les résultats du  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  inclusifs.

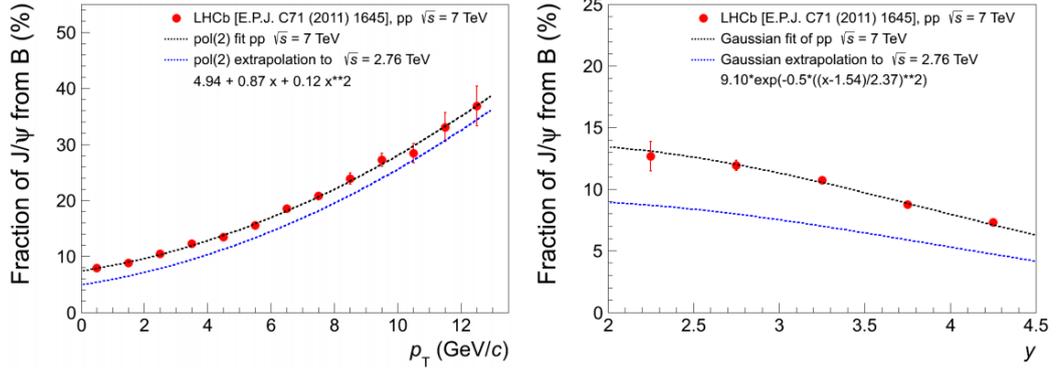
Le  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  non-prompts n'est pas mesurable directement. Néanmoins son estimation est possible à partir du facteur de modification nucléaire de la production inclusive,  $R_{AA}$ , de la connaissance du taux de production relatif de  $J/\psi$  non-prompts dans les collisions p-p à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV et du facteur de modification nucléaire des  $J/\psi$  non-prompts ( $R_{AA}^{npro}$ ). En effet, en dissociant les différentes composantes dans l'expression du  $R_{AA}$  (7.4), il est possible d'exprimer le facteur de modification nucléaire des  $J/\psi$  prompts ( $R_{AA}^{pro}$ ) tel que :

$$\begin{aligned}
\frac{Y_{AA}}{\langle T_{AA} \rangle \sigma_{pp}} &= R_{AA} \\
Y_{AA}^{pro} + Y_{AA}^{npro} &= R_{AA} \langle T_{AA} \rangle (\sigma_{pp}^{pro} + \sigma_{pp}^{npro}) \\
Y_{AA}^{pro} &= R_{AA} \langle T_{AA} \rangle \sigma_{pp}^{pro} + R_{AA} \langle T_{AA} \rangle \sigma_{pp}^{npro} - Y_{AA}^{npro} \\
\frac{Y_{AA}^{pro}}{\langle T_{AA} \rangle \sigma_{pp}^{pro}} &= R_{AA} + \frac{R_{AA} \langle T_{AA} \rangle \sigma_{pp}^{npro}}{\langle T_{AA} \rangle \sigma_{pp}^{pro}} - \frac{Y_{AA}^{npro}}{\langle T_{AA} \rangle \sigma_{pp}^{pro}} \\
R_{AA}^{pro} &= R_{AA} + R_{AA} f_B - \frac{Y_{AA}^{npro} \sigma_{pp}^{npro}}{\langle T_{AA} \rangle \sigma_{pp}^{pro} \sigma_{pp}^{npro}} \\
R_{AA}^{pro} &= R_{AA} + R_{AA} f_B - R_{AA}^{npro} f_B
\end{aligned} \tag{7.6}$$

où  $f_B$  représente le rapport de la section efficace de production des  $J/\psi$  non-prompts sur celle des  $J/\psi$  prompts mesurées dans les collisions p-p. Afin de calculer le  $R_{AA}^{pro}$  il nous faut donc déterminer  $f_B$  et  $R_{AA}^{npro}$ .

Les sections efficaces différentielles de  $J/\psi$  prompts et non-prompts en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité mesurées par la collaboration LHCb dans les collisions p-p à  $\sqrt{s}=7$  TeV [249] nous permettent d'estimer le taux relatif de  $J/\psi$  non-prompts  $f_B$ . Ces sections efficaces ont été mesurées dans des intervalles cinématiques en  $p_T$  et  $y$  qui couvrent ceux du spectromètre à muons d'ALICE. En effectuant le rapport  $\sigma_{pp}^{npro} / \sigma_{pp}^{pro}$  nous obtenons la fraction de  $J/\psi$  provenant de hadrons beaux (non-prompt) représentée sur la figure 7.17 en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité. La valeur intégrée pour des  $J/\psi$  non-polarisés est  $f_B(\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, p_T < 14 \text{ GeV}/c, 2 < y < 4, 5) = (10, 84 \pm 0, 04 \pm 1, 41)\%$ .

La collaboration LHCb a mesuré ce même rapport pour une énergie plus basse à  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV [250]. Ainsi, le rapport des sections efficaces intégrées des  $J/\psi$  non polarisés prompts et non-prompts donne :  $f_B(\sqrt{s} =$



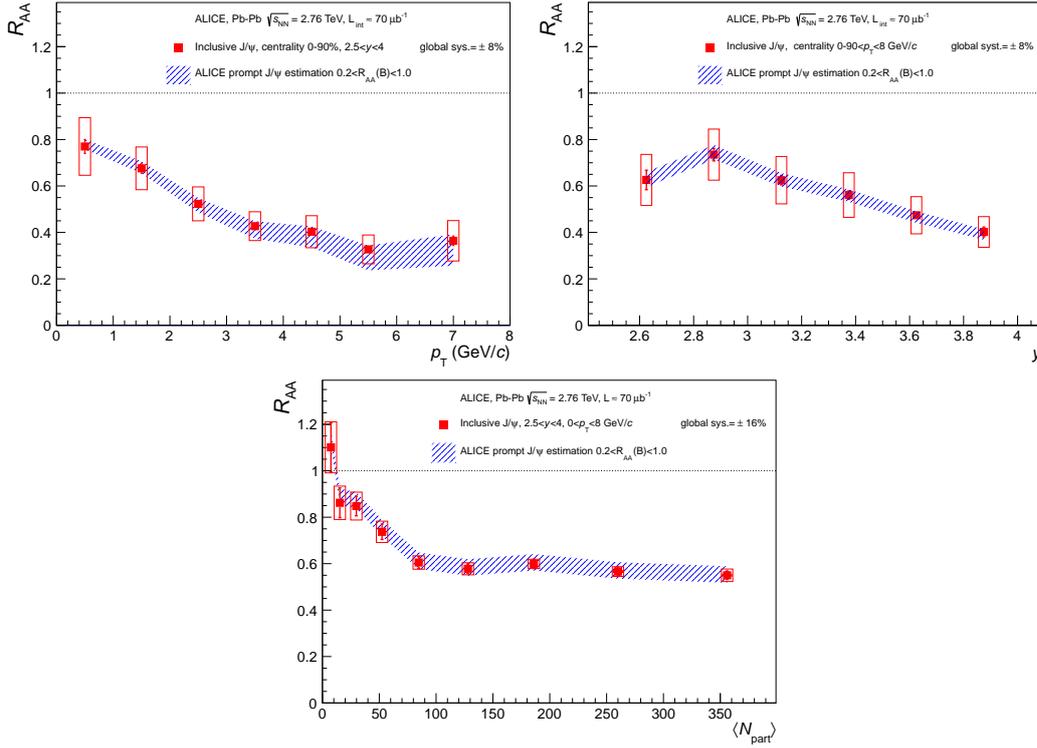
**FIGURE 7.17** – Distributions du rapport  $f_B$  correspondant à la fraction de  $J/\psi$  non-prompts par rapport aux  $J/\psi$  prompts produits dans les collisions p-p à  $\sqrt{s}=7$  TeV en fonction  $p_T$  (gauche) et de  $y$  (droite). Les ajustements et extrapolations présentées sont décrites dans le texte.

2,76 TeV,  $p_T < 12\text{GeV}/c$ ,  $2 < y < 4,5$ ) =  $(7,1 \pm 0,6 \pm 0,7)\%$ . Il nous est alors possible d'extraire un facteur de proportionnalité d'une valeur de 1,53 entre les deux énergies étudiées. A l'aide de ce facteur de réduction, les distributions de  $f_B$  en fonction de  $p_T$  et de  $y$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV sont extrapolées à  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV. Il s'agit des courbes représentées par les traits discontinus sur les graphiques de la figure 7.17. Cette procédure d'extrapolation suppose les hypothèses suivantes :

- le facteur de proportionnalité ne dépend pas de  $p_T$  et de  $y$  pour les intervalles étudiés ;
- la dépendance en  $p_T$  du rapport  $f_B$  peut-être reproduite par un polynôme d'ordre 2 ;
- la dépendance en  $y$  du rapport  $f_B$  peut-être reproduite par une gaussienne.

Nous disposons désormais des distributions précises du rapport  $f_B$  en fonction de  $p_T$  et  $y$  nécessaires dans l'équation (7.6).

La détermination du facteur  $R_{AA}^{npro}$  associé à la perte d'énergie des quarks- $b$  dans le milieu est plus difficile car les informations disponibles sont limitées. Pour de hauts  $p_T$ ,  $6,5 < p_T < 30$  GeV/c, et un intervalle en rapidité  $|y| < 2,4$ , la suppression des  $J/\psi$  non-prompts a été mesurée par la collaboration CMS dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV [181]. Le résultat obtenu, avec une impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$   $\langle p_T \rangle = 9,27$  GeV/c, pour la classe de centralité 0-20%, est  $R_{AA}^{npro} = 0,37 \pm 0,08(stat) \pm 0,02(sys)$ . Des résultats préliminaires plus précis en fonction de  $p_T$  permettent d'observer une augmentation du  $R_{AA}^{npro}$  lorsque l'impulsion transverse diminue [176], passant de  $\approx 0,3$  à  $\approx 0,5$  pour des  $J/\psi$  avec un  $p_T$  de 17 et 7 GeV/c respectivement. Ainsi, pour de plus bas  $p_T$ , comme c'est le cas pour notre mesure du  $R_{AA}$  entre 0 et 8 GeV/c, nous pourrions supposer un  $R_{AA}^{npro}$  plus élevé. Cependant, cette supposition ne prend pas en compte les différents domaines de rapidité couverts par CMS ( $|y| < 2,4$ ) et le spectromètre à muon d'ALICE ( $2 < y < 4,5$ ).



**FIGURE 7.18** –  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$  (gauche) et de  $y$  (droite) pour la classe de centralité 0-90%. Les bandes bleues représentent les estimations du  $R_{AA}^{pro}$  de  $J/\psi$ . Les limites supérieure et inférieure correspondent à un  $R_{AA}$  des hadrons beaux égal à 0,2 et 1 respectivement.

D'autre part, des prédictions théoriques sur la perte d'énergie radiative des quarks lourds dans les collisions noyau-noyau suggèrent différents facteurs de modification nucléaire selon les types de hadrons [251, 252]. Une hiérarchie de masse conduirait à avoir  $R_{AA}^B > R_{AA}^D$ . La collaboration ALICE a mesuré une suppression des mesons  $D$  dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV [253]. Les résultats montrent une diminution du  $R_{AA}^D$  jusqu'à  $\approx 0,2$  pour les collisions les plus centrales.

À partir de ces mesures, nous avons décidé de faire varier le facteur  $R_{AA}^{pro}$  de 0,2 à 1 dans l'ensemble du domaine en  $p_T$ ,  $y$  et centralité étudié. Ainsi nous disposons d'un intervalle de confiance pour la valeur du facteur de modification nucléaire des  $J/\psi$  non-prompts. La modification du taux de production de ces  $J/\psi$  en collision d'ions lourds étant imputée à la perte d'énergie des quarks  $b$ , nous avons supposé que ce facteur ne pouvait dépasser l'unité, ce qui n'est pas nécessairement vrai à très bas  $p_T$ . Cependant, il faudrait un  $R_{AA}^{pro} = 2,5$  dans l'intervalle  $0 < p_T < 1$  GeV/ $c$  pour réduire le  $R_{AA}$  de 20%.

Les variables  $f_B$  et  $R_{AA}^{pro}$  sont injectées dans l'expression du facteur  $R_{AA}^{pro}$  donnée par l'équation (7.6). Les résultats du  $R_{AA}^{pro}$  obtenus en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité sont représentés par une bande bleue sur les graphiques de la figure 7.18. La limite supérieure (inférieure) correspond à la valeur basse (haute) de l'intervalle choisi pour  $R_{AA}^{pro}$ , c'est-à-dire à une forte (faible) suppression des hadrons beaux dans les collisions Pb-Pb.

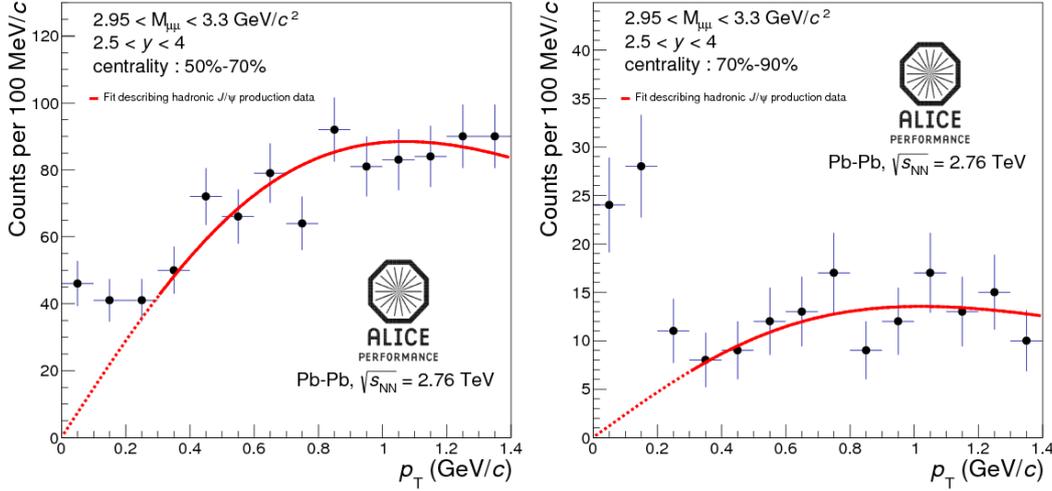
La différence entre le  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  prompts estimé ci-dessus et la mesure inclusive en fonction de la rapidité est inférieure aux incertitudes systématiques de la mesure. C'est également le cas en fonction de l'impulsion transverse excepté pour des  $p_T > 3$  GeV/c où la contribution des hadrons beaux peut influencer significativement la valeur du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$ . Dans le cas d'une faible suppression des hadrons beaux ( $R_{AA}^{npro} = 1$ ), le facteur de modification nucléaire des  $J/\psi$  prompts est inférieur de 6% à la valeur inclusive pour les collisions les plus centrales (0-10%). Plus la collision est périphérique plus cette différence diminue. Lorsque le  $R_{AA}^{npro}$  est faible (0,2), alors le  $R_{AA}$  des  $J/\psi$  prompts est supérieur à la mesure inclusive de 4 à 6% selon la centralité. Finalement, la contribution des  $J/\psi$  non-prompts est faible et les résultats observés restent dominés par les mécanismes de production et de suppression des  $J/\psi$  prompts.

## 7.7 Excès de $J/\psi$ à très faible impulsion transverse

Dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes un processus électromagnétique de photo-production peut contribuer à la production inclusive de  $J/\psi$  (Cf. 1.5.1, p.46). Plus les noyaux mis en jeu dans les collisions sont lourds (chargés), plus ils génèrent un champ électromagnétique élevé pouvant conduire à l'interaction d'un photon quasi-réel avec un gluon du noyau opposé pour former un  $J/\psi$ . En général, dans les collisions hadroniques, la production hadronique de  $J/\psi$  domine en collisions centrales. Cependant, pour les collisions les plus périphériques, dans le cas de noyaux de  $^{208}\text{Pb}$ , la section efficace de photo-production du  $J/\psi$  pourrait ne pas être négligeable. La particularité de ce mécanisme est la très faible impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  produits. Dans le cas de photo-production cohérente (incohérente) la valeur attendue est  $\langle p_T^{J/\psi} \rangle \approx 60$  (450) MeV/c. Cette contribution peut alors avoir un effet sur la valeur du  $R_{AA}$  pour l'intervalle de plus petit  $p_T$ , à savoir entre 0 et 1 GeV/c, et pour les classes de centralité les plus périphériques.

Une production excessive de  $J/\psi$  de très bas  $p_T$  par rapport à la production hadronique attendue est visible sur les deux graphiques de la figure 7.19. Il s'agit de la distribution en impulsion transverse des paires de muons de charges opposées ( $J/\psi$  potentiels), dont la masse invariante est comprise dans l'intervalle  $2,95 < M_{\mu\mu} < 3,3$  GeV/c<sup>2</sup> soit à  $\pm 3\sigma$  de la masse du  $J/\psi$ , pour les classes de centralité 50-70% (gauche) et 70-90% (droite) [254]. L'extraction du signal  $J/\psi$  à partir du spectre de masse invariante nous donne accès au rapport signal sur bruit, évalué à  $\pm 3\sigma$ , qui est  $\approx 1,5$  et  $\approx 4$  pour les classes de centralité 50-70% et 70-90% respectivement. Aucune correction du spectre en acceptation efficacité n'est effectuée.

La courbe rouge correspond à un ajustement de la distribution des dimuons avec  $p_T > 300$  MeV/c. La fonction mathématique utilisée est une fonction ad hoc qui reproduit l'ensemble des distributions en impulsion transverse de la production hadronique inclusive de  $J/\psi$  obtenues expérimentalement à différentes énergies et pour différents systèmes [255] (Cf. 8.1, p.198). L'ajustement est ensuite extrapolé jusqu'à  $p_T = 0$  et sert de référence. Un excès apparaît à



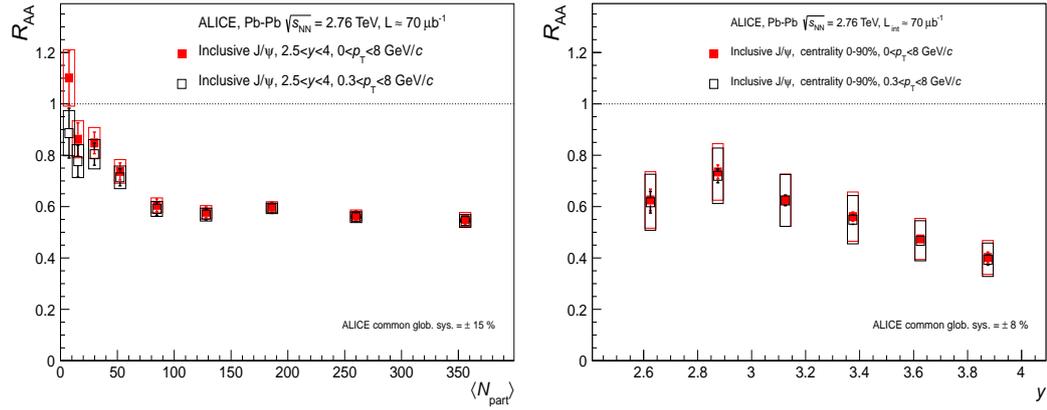
**FIGURE 7.19** – Dépendance en impulsion transverse des dimuons de masse invariante  $2,95 < M_{\mu\mu} < 3,3 \text{ GeV}/c^2$  autour de la masse du  $J/\psi$ , pour les classes de centralité 50-70% (gauche) et 70-90% (droite) pour l'intervalle en rapidité  $2,5 < y < 4$  [254]. Un excès de potentiels  $J/\psi$  à très bas  $p_T$  par rapport à la production hadronique de  $J/\psi$  attendue est visible et semble provenir d'un mécanisme de photo-production du  $J/\psi$ .

très bas  $p_T$  pour les collisions semi-périphériques et est encore plus marqué pour les collisions les plus périphériques (70-90%).

Puisque le signal additionnel est concentré à très basse impulsion transverse, il est possible d'évaluer son effet en recalculant le  $R_{AA}$  sans prendre en compte les dimuons avec  $p_T < 300 \text{ MeV}/c$ . Pour cela, toute la procédure d'extraction du signal à partir du spectre de masse invariante (Cf. 4, p.107) a été réalisée une nouvelle fois sur le même échantillon d'événements en appliquant cette coupure.

Cette coupure conduit à rejeter une partie de la production hadronique de  $J/\psi$ . Une correction est alors nécessaire pour obtenir un  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  allant jusqu'à  $p_T=0$ . Un calcul spécifique de la correction en acceptation efficace (Cf. 5.4, p.144) est défini en ce sens comme le rapport du nombre de  $J/\psi$  reconstruits avec  $p_T > 300 \text{ MeV}/c$  sur le nombre de  $J/\psi$  générés avec  $p_T > 0$ . L'extrapolation ainsi réalisée est basée sur la distribution en impulsion transverse de la production hadronique de  $J/\psi$  utilisée dans les simulations *enrichies* (Cf. 2.3.2, p.83). L'effet de cette correction est faible puisque seulement 1,5% des  $J/\psi$  générés ont un  $p_T < 300 \text{ MeV}/c$ . De plus, la phase de reconstruction des  $J/\psi$  (effet de la résolution) ne modifie que faiblement leur distribution en impulsion transverse car 1,7% des  $J/\psi$  reconstruits sont dans ce même intervalle.

Pour le calcul du  $R_{AA}$ , nous devons également nous assurer que ce mécanisme de photo-production ne contribue pas de façon significative à la section efficace de production inclusive de  $J/\psi$  mesurée en collision p-p et utilisée comme référence. La mesure de la production exclusive de  $J/\psi$  dans les collisions p-p à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  effectuée par la collaboration LHCb [256] permet de calculer



**FIGURE 7.20** –  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  en fonction du nombre de participants mesuré avec et sans coupure sur l’impulsion transverse des dimuons dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV pour l’intervalle en rapidité  $2,5 < y < 4$ .

le rapport des sections efficaces exclusive sur inclusive qui donne  $307 \text{ pb} / 11,66 \text{ } \mu\text{b} = 0,003\%$ . Ne nous attendant pas à une variation dramatique de ce rapport avec l’énergie, nous en déduisons que la photo-production de  $J/\psi$  dans les collisions p-p à  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV peut être négligée.

À partir des éléments décrits ci-dessus il est possible de calculer le  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  avec une coupure sur l’impulsion transverse des dimuons pour le comparer aux résultats obtenus précédemment sans coupure. Dans l’intervalle en impulsion transverse  $0 < p_T < 1$  GeV/c, la valeur du  $R_{AA}$ , ou simplement du taux de production corrigé de l’ $A\epsilon$ , est plus faible de 3,5% une fois l’excès éliminé. Le nombre de  $J/\psi$  détectés dans cette intervalle sans coupure étant de  $\approx 9600$ , un total de plus de 300  $J/\psi$  pourrait provenir du mécanisme de photo-production. Cette contribution devrait fournir un signal identifiable et nécessite des études dédiées.

**TABLE 7.4** – Différence relative (%) entre les résultats du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  avec et sans coupure sur l’impulsion transverse des dimuons, en fonction de la centralité (gauche), pour le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ , et en fonction de la rapidité (droite), pour la classe de centralité 0-90%.

Centralité (%)	diff. (%)	$y$	diff. (%)
0-90	-1,2	[2,5; 2,75]	-1,5
0-10	-1,1	[2,75; 3]	-2,1
10-20	-1,3	[3; 3,25]	-0,2
20-30	-1,0	[3,25; 3,5]	-2,2
30-40	-1,6	[3,5; 3,75]	-1,5
40-50	-2,4	[3,75; 4]	-2,3
50-60	-3,2		
60-70	-5,5		
70-80	-10,9		
80-90	-24,3		

Les dépendances en centralité et en rapidité de la différence relative entre les valeurs avec et sans coupure en  $p_T$  du  $R_{AA}$  ( $1 - (R_{AA}^{0 < p_T < 8} / R_{AA}^{0,3 < p_T < 8})$ ) sont données dans le tableau 7.4. Les incertitudes associées à la procédure développée dans cette section doivent encore être estimées. Néanmoins, la diminution du  $R_{AA}$  observée en fonction de la rapidité semble très faible. Les valeurs du  $R_{AA}$  sans cet excès de  $J/\psi$  sont incluses dans les incertitudes systématiques de la mesure inclusive. C'est également le cas en fonction de la centralité pour les collisions les plus centrales (0-60%). Au delà, pour les collisions les plus périphériques, une baisse significative du  $R_{AA}$  est observée. La figure 7.20, qui représente les  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  avec et sans coupure sur le  $p_T$  des dimuons en fonction de la centralité, permet d'observer clairement cet effet pour les classes de centralité 70-80% et 80-90%. Pour cette dernière, on remarque que la valeur du  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  *purement* hadronique diminue et est désormais inférieure à l'unité.

### $R_{AA}$ du $J/\psi$

Le facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV a été calculé en fonction de la centralité, de l'impulsion transverse et de la rapidité des  $J/\psi$ . La valeur intégrée en centralité,  $p_T$  et  $y$  est  $R_{AA}^{0-90\%} = 0,57 \pm 0,01(stat) \pm 0,09(sys)$ . Pour les collisions les plus centrales, la suppression du  $J/\psi$  est près de trois fois plus faible que celle mesurée par PHENIX à  $\sqrt{s_{NN}} = 0,2$  TeV. De plus, au delà de  $N_{part}=70$ , aucune dépendance en centralité du  $R_{AA}$  n'est observée. L'étude en fonction de l'impulsion transverse montre que ce comportement vient principalement des  $J/\psi$  de bas  $p_T$  (d'où l'importance de mesurer la production de  $J/\psi$  jusqu'à  $p_T = 0$ ) tandis que ceux de haut  $p_T$  présentent une suppression importante qui augmente avec la centralité. Nous observons également une plus grande suppression des  $J/\psi$  dans la région de rapidité vers l'avant. Bien que les mesures effectuées incluent une contribution de  $J/\psi$  non-prompts issus de la décroissance des hadrons beaux, ainsi qu'un excès de  $J/\psi$  observé à bas  $p_T$  dans les collisions semi-périphériques à périphériques pouvant possiblement provenir d'un mécanisme de photo-production, ces contributions n'altèrent pas ces observations. La comparaison des résultats obtenus à ceux d'autres expériences ainsi qu'aux prédictions de modèles théoriques conduit à l'interprétation suivante : à l'énergie du LHC, le mécanisme de (re)combinaison de quarks  $c$  et  $\bar{c}$  décorrélés semble contrebalancer celui de la suppression du  $J/\psi$  par écrantage de couleur. Une interprétation quantitative des résultats nécessite toutefois une meilleure connaissance des effets nucléaires froids, tel que le *shadowing*, et une mesure plus précise de la section efficace de production de charme jusqu'à de faibles impulsions transverses ( $\approx 0$ ) afin de contraindre les modèles.

- 8.1 Extraction de  $\langle p_T \rangle$  à partir du taux de production de  $J/\psi$
- 8.2 Extraction de  $\langle p_T \rangle$  à partir de la distribution de  $\langle p_T^{\mu^+ \mu^-} \rangle$
- 8.3 Distribution de  $\langle p_T \rangle$  et  $\langle p_T^2 \rangle$  en fonction de la centralité

## Impulsion transverse moyenne des $J/\psi$

DEPUIS PLUS DE 20 ANS, de nombreuses expériences de collisions d'ions lourds ultra-relativistes ont collecté des données pour différents systèmes à différentes énergies (Cf. 1.3, p.30). Les résultats du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ <sup>1</sup>, à l'énergie du LHC pour les collisions Pb-Pb les plus centrales, laissent entendre que le phénomène de (re)combinaison contribuerait de manière importante à la production de  $J/\psi$ . Ce phénomène génère essentiellement des  $J/\psi$  dans la région de bas  $p_T$  (Cf 1.5.2, p.50). L'étude de la distribution en impulsion transverse des  $J/\psi$  peut alors nous renseigner sur les mécanismes de formation du  $J/\psi$  et sur ses interactions avec le milieu. Les observables couramment utilisées correspondent à l'impulsion transverse moyenne,  $\langle p_T \rangle$ , et l'impulsion transverse au carré moyenne,  $\langle p_T^2 \rangle$ , qui représente la dispersion de la distribution autour de la valeur moyenne. Ces observables ont été mesurées par la plupart des expériences de collisions d'ions lourds. Leurs évolutions en fonction du nombre moyen de nucléons participants à la collision,  $\langle N_{\text{part}} \rangle$ , permet de distinguer les différents mécanismes de production de  $J/\psi$  en fonction de l'énergie, donnant ainsi des indications sur les contributions relatives des phénomènes mis en jeu.

Les  $J/\psi$  produits lors des collisions Pb-Pb sont reconstruits à travers le calcul de la masse invariante obtenue par l'association de deux muons de charges opposées. Lors de cette procédure, toutes les paires de muons possibles (dimuons) peuplent le spectre de masse invariante, y compris celles issues de muons décorrélés. Cela conduit, de manière statistique, à une distribution en masse invariante composée d'un continuum dit de bruit de fond et d'une résonance (pic), centrée à la masse du  $J/\psi$ , qui s'y superpose (Cf. 4, p.107). Il est donc impossible de distinguer un dimuon du signal, c'est à dire un  $J/\psi$ , d'un dimuon du bruit de fond. Cette procédure de reconstruction des  $J/\psi$ , via leurs deux muons de décroissance détectés, permet uniquement d'extraire, de

1. Le meson  $J/\psi$  est prédit comme étant l'une des sondes privilégiées pour l'observation de la formation d'un PQG (Cf. 1.5, p.41)

façon statistique, leur nombre pour un intervalle en impulsion transverse et un domaine de rapidité donnés. Leurs propriétés cinématiques, tout comme les observables  $\langle p_T \rangle$  et  $\langle p_T^2 \rangle$ , sont donc inaccessibles de manière directe.

Afin de déterminer l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  à partir des données récoltées avec le spectromètre à muon, deux méthodes ont été développées. Dans une première section, nous présenterons une méthode basée sur l'ajustement de la distribution du taux de production de  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse.

Dans une seconde section, une méthode parallèle, basée sur l'ajustement de la distribution de l'impulsion transverse moyenne des dimuons de charges opposées en fonction de leur masse invariante, sera présentée. Les résultats obtenus seront comparés à ceux de la première méthode.

Enfin, nous présenterons, dans une dernière section, les évolutions de l'impulsion transverse moyenne et de l'impulsion transverse au carré moyenne des  $J/\psi$  obtenues en fonction de la centralité de la collision. La comparaison des résultats avec ceux d'autres expériences, à différentes énergies et pour différents systèmes, sera discutée.

## 8.1 Extraction de $\langle p_T \rangle$ à partir du taux de production de $J/\psi$

La méthode développée dans cette section, appelée méthode 1, permet de déterminer la valeur de l'impulsion transverse moyenne du  $J/\psi$  à partir de son taux de production. Elle consiste à extraire le nombre de  $J/\psi$  détectés pour différents intervalles en impulsion transverse. Pour cela, des coupures sur l'impulsion transverse des dimuons, correspondant aux intervalles souhaités, sont effectuées lors de la réalisation du spectre en masse invariante. Ce dernier donne ensuite accès au nombre de  $J/\psi$  à travers un ajustement. Ainsi, il est possible d'obtenir la distribution du nombre de  $J/\psi$  détectés en fonction des intervalles en impulsion transverse choisis. La précision de cette distribution (nombre d'intervalles et incertitudes statistiques associées) dépend alors fortement de la statistique disponible et de la signification du signal  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse des dimuons. Il est ensuite nécessaire d'effectuer une correction en acceptation efficacité ( $A\epsilon$ ) correspondant aux intervalles d'étude puisque cette dernière dépend fortement de l'impulsion transverse des  $J/\psi$  (Cf. figure 5.13, p.147). Enfin, la distribution du taux de production de  $J/\psi$  ainsi obtenue est ajustée par une fonction mathématique ad hoc (8.2) dont la valeur moyenne correspond à celle de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$ .

La méthode décrite ci-dessus a été appliquée aux données Pb-Pb collectées en 2011 pour les trois classes de centralité suivantes : 0-20%, 20-40% et 40-90%. La procédure d'extraction du nombre de  $J/\psi$  détectés,  $N_{J/\psi}^{\text{det}}$ , décrite dans le chapitre 4 (p.107), a été appliquée pour des intervalles en impulsion transverse des dimuons de 500 MeV/c, excepté pour celui de plus hauts  $p_T$  qui est défini entre 6 et 8 GeV/c dû à la faible statistique disponible. Les valeurs obtenues et les incertitudes statistiques et systématiques associées sont données dans le tableau 8.1 pour les trois classes de centralité étudiées. Les corrections

**TABLE 8.1** – Valeurs moyennes du nombre de  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse pour les classes de centralité 0-20% (gauche), 20-40% (droite) et 40-90% (bas) dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ .

2,5 < y < 4 et centralité 0-20%				2,5 < y < 4 et centralité 20-40%			
$p_T$ (GeV/c)	$N_{J/\psi}$	stat	sys	$p_T$ (GeV/c)	$N_{J/\psi}$	stat	sys
[0; 0,5]	1967	233	139	[0; 0,5]	855	51	25
[0,5; 1]	4516	275	306	[0,5; 1]	1478	114	39
[1; 1,5]	4856	295	210	[1; 1,5]	1761	129	49
[1,5; 2]	3829	236	102	[1,5; 2]	1431	96	34
[2; 2,5]	3049	193	80	[2; 2,5]	1170	81	27
[2,5; 3]	2450	163	92	[2,5; 3]	1061	71	40
[3; 3,5]	1598	107	44	[3; 3,5]	770	51	40
[3,5; 4]	1198	85	38	[3,5; 4]	565	44	14
[4; 4,5]	787	72	21	[4; 4,5]	378	29	6
[4,5; 5]	631	60	11	[4,5; 5]	293	26	3
[5; 5,5]	433	45	7	[5; 5,5]	261	23	6
[5,5; 6]	354	40	33	[5,5; 6]	148	18	5
[6; 8]	481	43	10	[6; 8]	339	24	5

2,5 < y < 4 et centralité 40-90%			
$p_T$ (GeV/c)	$N_{J/\psi}$	stat	sys
[0; 0,5]	414	28	8
[0,5; 1]	516	35	12
[1; 1,5]	685	38	25
[1,5; 2]	611	46	8
[2; 2,5]	568	44	14
[2,5; 3]	367	27	3
[3; 3,5]	331	24	5
[3,5; 4]	296	23	4
[4; 4,5]	212	18	2
[4,5; 5]	164	15	1
[5; 5,5]	106	14	2
[5,5; 6]	80	11	2
[6; 8]	157	15	1

en acceptance efficacité appliquées,  $A\epsilon$  (Cf. 5.4, p.144), ont été extraites de simulations *enrichies* (Cf. 5.4, p.144) et sont données dans le tableau 8.2. Enfin, le taux de production de  $J/\psi$  par événement MB est calculé<sup>2</sup>, pour une classe de centralité  $i$ , par la relation :

$$\frac{d^2 Y_{J/\psi}^i}{dp_T dy} = \frac{N_{J/\psi}^{\text{det}, i}}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} A\epsilon^i N_{\text{evt}}^{\text{MB}, i}} \quad (8.1)$$

où  $BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}$  correspond au rapport d'embranchement du  $J/\psi$  dans son canal dimuonique.

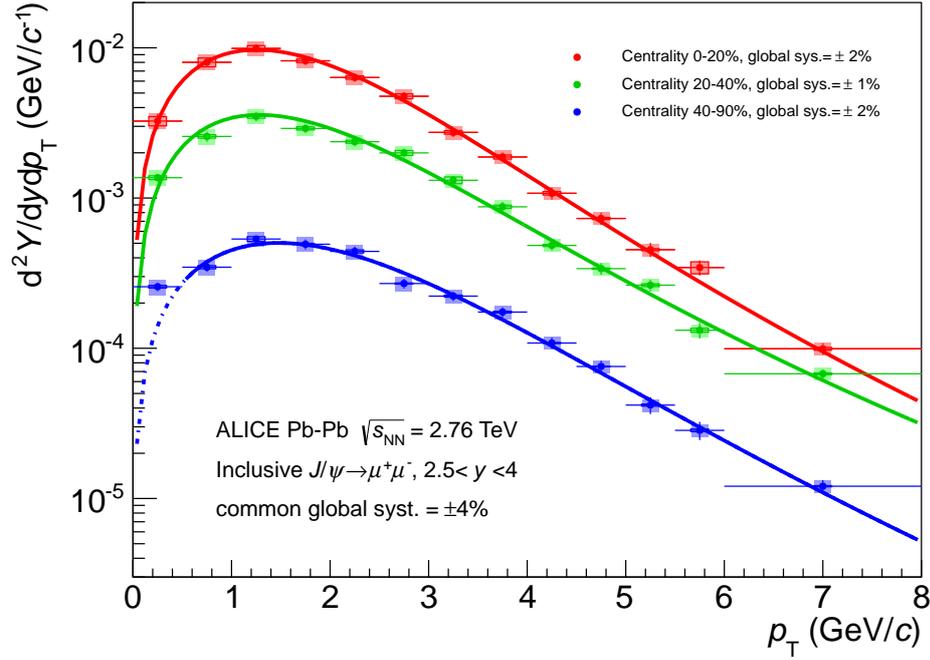
2. Il a été choisi de se normaliser au nombre d'événements MB,  $N_{\text{evt}}^{\text{MB}}$ , équivalent au nombre d'événements MUL analysés à l'aide du facteur de normalisation  $F_{\text{norm}}$  (Cf. 6, p.149).

**TABLE 8.2** – Valeurs de la correction en acceptance efficacité extraites des simulations *enrichies*, en fonction de l'impulsion transverse des  $J/\psi$  pour les classes de centralité 0-20% (gauche), 20-40% (droite) et 40-90% (bas), dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ . L'incertitude associée correspond à l'incertitude statistique liée aux nombres de  $J/\psi$  générés (Cf. 5.4, p.144).

2,5 < y < 4 et centralité 0-20%		2,5 < y < 4 et centralité 20-40%	
$p_{\mathbf{T}}$ (GeV/c)	$A\epsilon \pm stat$	$p_{\mathbf{T}}$ (GeV/c)	$A\epsilon \pm stat$
[0; 0,5]	0,1283 ± 0,0025	[0; 0,5]	0,1329 ± 0,0026
[0,5; 1]	0,1196 ± 0,0015	[0,5; 1]	0,1220 ± 0,0015
[1; 1,5]	0,1040 ± 0,0012	[1; 1,5]	0,1070 ± 0,0012
[1,5; 2]	0,0992 ± 0,0011	[1,5; 2]	0,1044 ± 0,0012
[2; 2,5]	0,1020 ± 0,0012	[2; 2,5]	0,1047 ± 0,0013
[2,5; 3]	0,1093 ± 0,0014	[2,5; 3]	0,1128 ± 0,0015
[3; 3,5]	0,1240 ± 0,0017	[3; 3,5]	0,1244 ± 0,0018
[3,5; 4]	0,1356 ± 0,0022	[3,5; 4]	0,1371 ± 0,0022
[4; 4,5]	0,1553 ± 0,0027	[4; 4,5]	0,1659 ± 0,0028
[4,5; 5]	0,1829 ± 0,0036	[4,5; 5]	0,1835 ± 0,0036
[5; 5,5]	0,2029 ± 0,0044	[5; 5,5]	0,2107 ± 0,0046
[5,5; 6]	0,2177 ± 0,0054	[5,5; 6]	0,2375 ± 0,0057
[6; 8]	0,2572 ± 0,0044	[6; 8]	0,2660 ± 0,0045

2,5 < y < 4 et centralité 40-90%	
$p_{\mathbf{T}}$ (GeV/c)	$A\epsilon \pm stat$
[0; 0,5]	0,1369 ± 0,0021
[0,5; 1]	0,1265 ± 0,0012
[1; 1,5]	0,1091 ± 0,0010
[1,5; 2]	0,1053 ± 0,0009
[2; 2,5]	0,1093 ± 0,0010
[2,5; 3]	0,1154 ± 0,0012
[3; 3,5]	0,1263 ± 0,0014
[3,5; 4]	0,1441 ± 0,0018
[4; 4,5]	0,1658 ± 0,0023
[4,5; 5]	0,1843 ± 0,0028
[5; 5,5]	0,2141 ± 0,0036
[5,5; 6]	0,2403 ± 0,0047
[6; 8]	0,2758 ± 0,0036

Les distributions de la figure 8.1 représentent les taux de production de  $J/\psi$ ,  $Y_{J/\psi}^i$ , en fonction de l'impulsion transverse pour les trois classes de centralité étudiées. Les valeurs sont données dans le tableau C.7 (p.226). L'incertitude statistique, qui correspond à l'extraction du signal  $J/\psi$ , est représentée au niveau de chaque point par une barre verticale. Les boîtes vides correspondent à l'incertitude systématique décorrélée associée à la procédure d'extraction du signal  $J/\psi$ . Puisque les distributions présentées ont été obtenues à partir du même échantillon de données, les sources d'incertitudes systématiques suivantes sont identiques pour les trois classes de centralité étudiées : l'incertitude associée à l'efficacité de trajectographie, de déclenchement, d'appariement (Cf. 5, p.129) et l'incertitude liée à la paramétrisation des simula-



**FIGURE 8.1** – Taux de production de  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse pour trois classes de centralité dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ . Les valeurs sont reportées dans le tableau C.7 (p.226). Les définitions des incertitudes systématiques sont indiquées dans le texte.

tions utilisées pour le calcul de la correction en acceptation efficacité (Cf. 5.4, p.144). Il a été choisi d'illustrer ces sources d'incertitudes systématiques appelées partiellement-corrélées (c'est à dire corrélées entre les différents intervalles de centralité mais décorrélées en fonction de  $p_T$ ) par des boîtes semi-pleines. Les incertitudes systématiques globales décorrélées (c'est à dire corrélées en fonction de  $p_T$  mais décorrélées entre les différents intervalles de centralité) sont inscrites dans la légende et correspondent à la somme quadratique des sources suivantes : la détermination de la centralité, l'efficacité de trajectographie et l'efficacité de déclenchement (Cf. 5, p.129). Enfin, l'incertitude globale corrélée de 4% reportée sur le graphique se compose de l'incertitude systématique associée au facteur de normalisation (Cf. 6.1, p.150) et au rapport d'embranchement du  $J/\psi$  dans son canal dimuonique.

Afin de calculer la valeur moyenne de l'impulsion transverse des  $J/\psi$ ,  $\langle p_T \rangle$ , un ajustement de chaque distribution est effectué à l'aide de la fonction mathématique en loi de puissance suivante :

$$\frac{dN}{dp_T} = C \times \frac{p_T}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{p_0}\right)^2\right)^n} \quad (8.2)$$

où  $C$ ,  $p_0$  et  $n$  sont les trois paramètres libres. Ce type de fonction permet de reproduire la production hadronique inclusive de  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse pour l'ensemble des données expérimentales disponibles à différentes énergies [255, 257, 258]. Les résultats des ajustements réalisés sont représentés par des lignes continues sur la figure 8.1. Pour la classe de centralité 40-90%, un excès de  $J/\psi$  est clairement visible à très faible impulsion

transverse ( $<500$  MeV/ $c$ ). Cette déviation des données par rapport à l'ajustement est interprétée comme correspondant à la présence de  $J/\psi$  issus d'un mécanisme de photo-production (Cf. 1.5.1, p.43). Une étude de cet excès a été réalisée dans le chapitre précédent pour les collisions les plus périphériques (Cf. 7.7, p.193). Il s'agit d'une voie d'étude à investiguer afin de pouvoir statuer sur le mécanisme à l'origine de ces  $J/\psi$  de très bas  $p_T$ . Afin d'exclure cette source exclusive de  $J/\psi$  du calcul de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  issus de processus hadroniques, l'ajustement est réalisé pour l'intervalle  $0,5 < p_T < 8$  GeV/ $c$  puis est extrapolé jusqu'à  $p_T=0$  GeV/ $c$ .

Enfin, la valeur moyenne de la fonction d'ajustement correspond à l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$ . Les résultats de  $\langle p_T \rangle$  et  $\langle p_T^2 \rangle$  donnés ci-dessous sont calculés pour l'intervalle en impulsion transverse  $0 < p_T < 8$  GeV/ $c$  correspondant à celui de l'ajustement<sup>3</sup>. L'incertitude associée aux points de la distribution ajustée correspond à la somme quadratique de l'incertitude statistique et systématique décorrélée. Puisque les points sont placés au centre de chaque intervalle en  $p_T$ , et non au niveau des valeurs moyennes de ces intervalles, l'ajustement est réalisé en calculant l'intégrale de la fonctionnelle dans chaque intervalle.

L'estimation de l'incertitude statistique associée aux calculs de  $\langle p_T \rangle$  et  $\langle p_T^2 \rangle$  est réalisée par la procédure suivante. Tout d'abord, elle consiste à assigner aux points de la distributions  $d^2Y_{J/\psi}^i / dp_T dy$  uniquement l'incertitude statistique avant de réaliser l'ajustement. Les valeurs des paramètres  $p_0$  et  $n$  sont alors extraites de la fonction d'ajustement, ainsi que la matrice de covariance associée. Les incertitudes des paramètres (liées à l'ajustement) sont représentées par un contour en forme d'ellipse correspondant à un écart type [260, 261]. Ensuite, cinq cent jeux de paramètres  $p_0$  et  $n$  sont choisis aléatoirement sur ce contour. La valeur moyenne de la fonction d'ajustement est alors calculée pour chaque jeu de paramètres. L'incertitude statistique est définie comme étant l'écart maximal, divisé par deux, de la distribution des cinq cent valeurs moyennes ainsi calculées. La même procédure est utilisée pour estimer l'incertitude systématique en assignant à chaque point uniquement l'incertitude systématique. Une méthode parallèle à celle du contour, basée sur la propagation des erreurs à partir de la matrice de covariance des paramètres, fournit les mêmes résultats pour les incertitudes statistique et systématique.

Les valeurs de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  produits entre 0 et 8 GeV/ $c$  dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ , pour les trois classes de centralité, sont :

- 0-20% :  $\langle p_T \rangle = 1,93 \pm 0,02(stat) \pm 0,03(sys)$  GeV/ $c$
- 20-40% :  $\langle p_T \rangle = 2,06 \pm 0,03(stat) \pm 0,04(sys)$  GeV/ $c$
- 40-90% :  $\langle p_T \rangle = 2,21 \pm 0,03(stat) \pm 0,04(sys)$  GeV/ $c$

3. En supposant que la fonction d'ajustement utilisée reproduise l'intégralité du spectre en impulsion transverse, il serait possible, comme cela a été fait dans [259], de corriger les valeurs de  $\langle p_T \rangle$  et  $\langle p_T^2 \rangle$  calculées pour  $0 < p_T < 8$  GeV/ $c$  par celles de l'ajustement obtenues pour  $0 < p_T < \infty$  GeV/ $c$ .

En procédant de la même manière, il est possible de calculer la dispersion de la distribution en impulsion transverse des  $J/\psi$  produits, c'est à dire  $\langle p_T^2 \rangle$ . Les valeurs obtenues entre 0 et 8 GeV/c dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ , pour les trois classes de centralité étudiées, sont à leur tour :

- 0-20% :  $\langle p_T^2 \rangle = 5,15 \pm 0,10(stat) \pm 0,15(sys)$  GeV/c
- 20-40% :  $\langle p_T^2 \rangle = 5,92 \pm 0,14(stat) \pm 0,17(sys)$  GeV/c
- 40-90% :  $\langle p_T^2 \rangle = 6,67 \pm 0,18(stat) \pm 0,20(sys)$  GeV/c

On observe une diminution significative de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  entre les classes de centralité 40-90% et 0-20% correspondant à  $4,7\sigma$ . Cette diminution est également visible pour l'impulsion transverse au carré moyenne et correspond à  $4,8\sigma$ . Ces résultats seront discutés dans la dernière section de ce chapitre et comparés à ceux obtenus par d'autres expériences, à différentes énergies et pour différents systèmes.

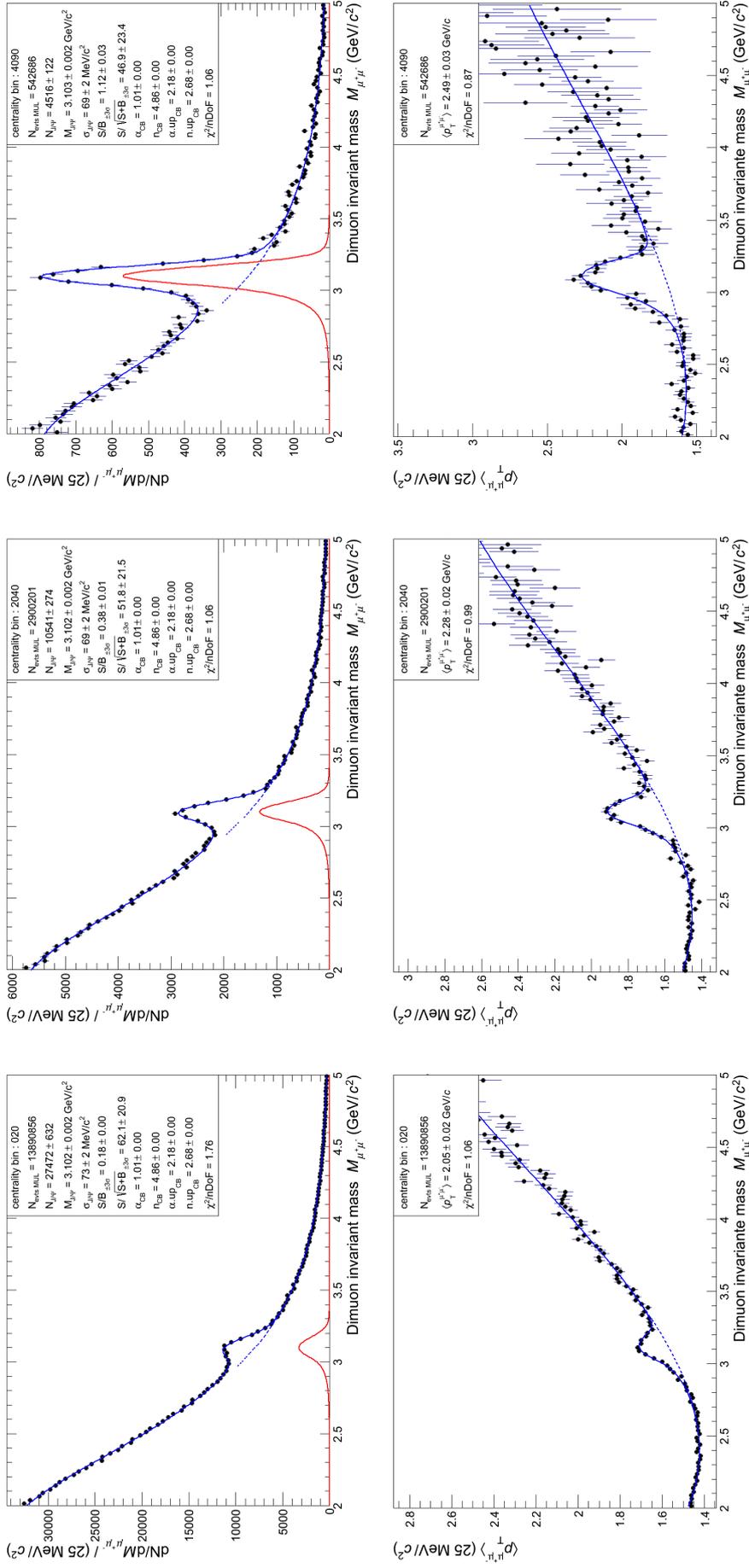
## 8.2 Extraction de $\langle p_T \rangle$ à partir de la distribution de $\langle p_T^{\mu^+\mu^-} \rangle$

Une méthode alternative, appelée méthode 2, permet d'estimer l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  directement à partir de la distribution de l'impulsion transverse moyenne des dimuons reconstruits,  $\langle p_T^{\mu^+\mu^-} \rangle$ , en fonction de leur masse invariante [177]. Puisque les impulsions transverses des dimuons sont connues, il est possible d'obtenir la distribution précédente en effectuant, pour un intervalle en masse invariante donné, la moyenne des impulsions transverses des dimuons de l'intervalle. Lors de ce calcul, l'incertitude statistique attachée à chaque point correspond à l'incertitude sur la moyenne ( $RMS/\sqrt{N}$ ) [262]. Les distributions obtenues pour les classes de centralité 0-20%, 20-40% et 40-90% sont présentées sur les trois graphiques du bas de la figure 8.2.

L'expression de l'impulsion transverse moyenne des dimuons, pour un intervalle en masse invariante donné, peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \langle p_T^{\mu^+\mu^-} \rangle &= \frac{\sum p_T^{\mu^+\mu^-}}{N_{tot}} \\ \langle p_T^{\mu^+\mu^-} \rangle &= \langle p_T^{bkg} \rangle \times \frac{N_{bkg}}{N_{J/\psi} + N_{bkg}} + \langle p_T^{J/\psi} \rangle \times \frac{N_{J/\psi}}{N_{J/\psi} + N_{bkg}} \end{aligned} \quad (8.3)$$

où  $\langle p_T^{bkg} \rangle$  et  $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$  correspondent, respectivement, à l'impulsion transverse moyenne des dimuons du bruit de fond et à celle des  $J/\psi$ . Les variables  $N_{bkg}$  et  $N_{J/\psi}$  représentent respectivement le nombre de dimuons du bruit de fond et le nombre de  $J/\psi$  et  $N_{tot}$  représente le nombre total de dimuons. La méthode développée ci-dessous consiste à extraire, à l'aide d'un ajustement, la valeur de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  en la dissociant de celle des dimuons du bruit de fond.



**FIGURE 8.2** – Distributions de la masse invariante des paires de muons de signes opposés pour trois classes de centralité dans le domaine de rapidité  $2.5 < y < 4$  (haut). Distribution de  $\langle p_T^{\mu^+\mu^-} \rangle$  en fonction de la masse invariante (bas). Les résultats des ajustements effectués pour l'intervalle en masse  $2 < M_{\mu^+\mu^-} < 5$  GeV/ $c^2$  sont reportés dans les légendes.

La procédure d'extraction de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  à partir de l'équation (8.3) s'effectue en deux étapes. Dans un premier temps, il est nécessaire de connaître l'évolution des variables  $N_{bkg}$  et  $N_{J/\psi}$  en fonction de la masse invariante des dimuons. Bien que le spectre de masse invariante des dimuons ne permette pas d'identifier individuellement les dimuons correspondant à des  $J/\psi$ , ce dernier nous donne accès aux variables  $N_{bkg}$  et  $N_{J/\psi}$  à l'aide de son ajustement (Cf. 4, p.107). Le bruit de fond est décrit par une fonction gaussienne à largeur variable et le signal  $J/\psi$  par une fonction *Cristal Ball* étendue. Les spectres correspondant aux classes de centralité étudiées et leurs ajustements sont représentés par les graphiques du haut de la figure 8.2. A la suite de cet ajustement, seuls deux termes restent inconnus dans l'expression de l'impulsion transverse moyenne des dimuons (8.3), à savoir  $\langle p_T^{bkg} \rangle$  et  $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$ .

La deuxième étape correspond à l'extraction de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  par un ajustement de la distribution de l'impulsion transverse moyenne des dimuons. Nous supposons que l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$ ,  $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$ , est constante en fonction de la masse invariante. Cela est vrai pour les  $J/\psi$  de  $p_T > 300$  MeV/c. En-dessous de cette valeur, une corrélation entre  $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$  et la masse invariante des  $J/\psi$  apparaît (distribution des  $J/\psi$  à très bas  $p_T$  convoluée avec la fonction de réponse du spectromètre). Pour ce qui est de l'impulsion transverse moyenne des dimuons du bruit de fond,  $\langle p_T^{bkg} \rangle$ , nous observons, sur les graphiques du bas de la figure 8.2, une dépendance en fonction de la masse invariante. Cette forme peut être reproduite de manière ad hoc à l'aide d'un polynôme d'ordre 3. Ainsi, l'ajustement mathématique de la distribution possède cinq paramètres libres : quatre pour la reproduction de  $\langle p_T^{bkg} \rangle$  en fonction de la masse invariante et un cinquième qui représente  $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$ .

Lors de cette procédure, aucune correction en acceptation efficacité ( $A\epsilon$ ) du détecteur n'est effectuée. De plus, l'incertitude statistique des variables  $N_{bkg}$  et  $N_{J/\psi}$  n'est pas propagée puisque ces variables sont fixées aux valeurs obtenues par l'ajustement du spectre de masse invariante lors de l'ajustement de la distribution de l'impulsion transverse des dimuons. Une analyse en cours tente de finaliser la méthode en prenant en compte ces deux aspects. La solution envisagée pour la correction en  $A\epsilon$  consiste à assigner un poids à chaque dimuon égal à la correction en  $A\epsilon$  dans un intervalle en impulsion transverse et en rapidité donné. Les incertitudes systématiques associées au calcul de la correction en  $A\epsilon$  à partir de simulations devront également être propagées (efficacité de trajectographie et de déclenchement Cf. 5, p.129). Enfin, les incertitudes sur les variables  $N_{bkg}$  et  $N_{J/\psi}$  pourraient être prise en compte en effectuant une procédure d'ajustement combinée des deux distributions. De nombreux tests sont à réaliser afin de contrôler les effets de ces corrections et incertitudes.

Néanmoins, à la date d'écriture de ce chapitre, l'état de développement de cette méthode permet de calculer l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  dite *brute*. Les résultats, correspondant aux différentes classes de centralité, ont été obtenus en effectuant six tests pour l'ajustement du spectre de masse invariante des dimuons. Il s'agit des tests effectués lors de la procédure d'extraction du signal  $J/\psi$  (Cf. 4.4, p.118), à savoir l'utilisation de trois jeux de paramètres pour les queues de la fonction reproduisant le signal et deux intervalles en

masse pour le calcul de l'ajustement. Ainsi, la valeur de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  est obtenue en effectuant la moyenne des résultats sur l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$  à partir de ces six tests. L'incertitude statistique est définie comme étant la moyenne des incertitudes statistiques associées aux tests et l'incertitude systématique comme étant égale à l'écart-type de la distribution des valeurs de  $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$  extraites. Pour le moment, aucun test n'est réalisé sur la fonction d'ajustement utilisée pour reproduire  $\langle p_T^{bkg} \rangle$  et sur son intervalle d'ajustement. Les valeurs obtenues par la méthode 2 sont les suivantes :

- 0-20% :  $\langle p_T \rangle = 2,05 \pm 0,02(stat) \pm 0,01(sys) \text{ GeV}/c$
- 20-40% :  $\langle p_T \rangle = 2,29 \pm 0,02(stat) \pm 0,01(sys) \text{ GeV}/c$
- 40-90% :  $\langle p_T \rangle = 2,49 \pm 0,03(stat) \pm 0,01(sys) \text{ GeV}/c$

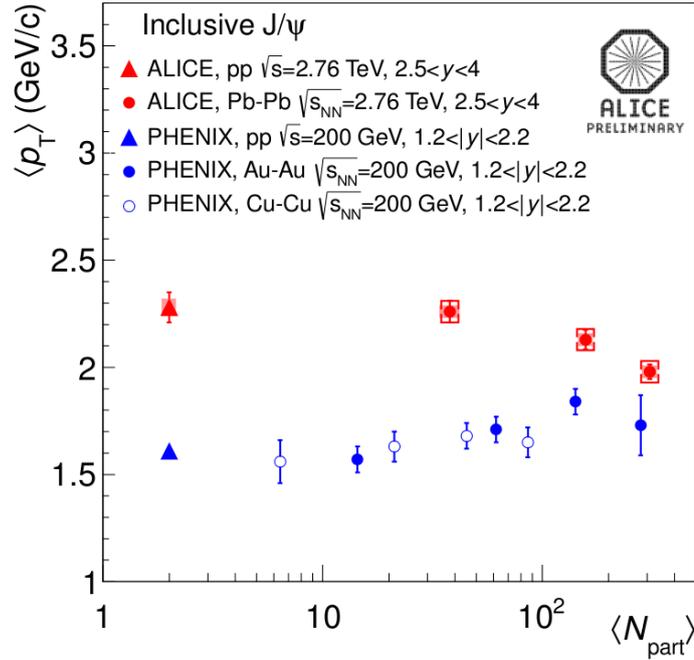
Afin d'effectuer une comparaison préliminaire entre les méthodes 1 et 2, il est nécessaire de modifier la procédure de la méthode 1. Le calcul du taux de production de  $J/\psi$  (8.1), utilisé dans la méthode 1, ne doit plus prendre en compte la correction en  $A\epsilon$ . Les incertitudes statistique et systématique associées à ce calcul ne dépendent plus, alors, que de la procédure d'extraction du signal  $J/\psi$ , comme dans le cas de la méthode 2. Les distributions, non corrigées en  $A\epsilon$ , du taux de production des  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$  sont ensuite ajustées et la procédure reste alors inchangée. Les résultats obtenus par la méthode 1 modifiée sont les suivants :

- 0-20% :  $\langle p_T \rangle = 2,08 \pm 0,03(stat) \pm 0,02(sys) \text{ GeV}/c$
- 20-40% :  $\langle p_T \rangle = 2,31 \pm 0,04(stat) \pm 0,01(sys) \text{ GeV}/c$
- 40-90% :  $\langle p_T \rangle = 2,48 \pm 0,05(stat) \pm 0,01(sys) \text{ GeV}/c$

Bien que la méthode 2 demande encore à être développée, en particulier au niveau de l'estimation de ses incertitudes qui sont actuellement sous-estimées et de la correction en  $A\epsilon$ , la comparaison des résultats avec ceux de la méthode 1 semble nous encourager à aller dans ce sens. En effet, les valeurs sont un accord dans les incertitudes (qui restent sous-estimées). Les avantages de cette méthode seraient de pouvoir estimer l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$ ,  $\langle p_T \rangle$ , pour de faibles intervalles en impulsion transverse, d'améliorer la précision de la mesure et de ne pas avoir à ajuster la distribution de  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$ . De plus, elle permettrait de confirmer les résultats de la méthode 1.

### 8.3 Distribution de $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$ en fonction de la centralité

L'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$ , extraits à partir de la méthode 1 pour les classes de centralité 0-20%, 20-40% et 40-90%, dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ , sont représentés en fonction du nombre moyen de participants par collision,  $\langle N_{part} \rangle$ , sur la figure 8.3 (cercles rouges). Les incertitudes statistiques correspondent aux barres verticales. Les incertitudes systématiques corrélées et partiellement-corrélées sont dissociées l'une de l'autre et

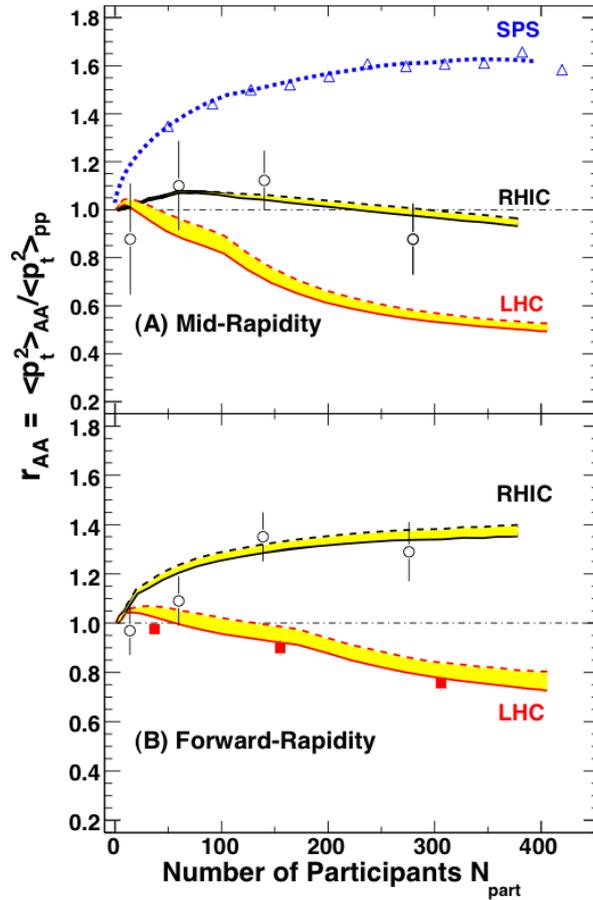


**FIGURE 8.3** – Distribution de l’impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$ ,  $\langle p_T \rangle$ , en fonction du nombre de participants moyen,  $\langle N_{part} \rangle$ . Comparaison des résultats obtenus par ALICE et PHENIX pour différentes énergies, différents systèmes étudiés et différentes couvertures en rapidité.

sont représentées respectivement par des boîtes vides et pleines. Les résultats obtenus par la collaboration ALICE pour les collisions p-p à  $\sqrt{s}=2,76$  TeV [231], dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$  avec  $p_T < 8$  GeV/c, sont également représentés sur les graphiques de la figures 8.4 (triangles rouges). La valeur de  $\langle p_T \rangle$  est de  $2,28 \pm 0,07(stat) \pm 0,04(sys)$  GeV/c et celle de  $\langle p_T^2 \rangle$  est de  $7,06 \pm 0,40(stat) \pm 0,22(sys)$  GeV/c.

L’évolution de  $\langle p_T \rangle$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$  est représentée sur la figure 8.3. Elle est comparée aux résultats obtenus par la collaboration PHENIX à  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV, dans le domaine de rapidité  $1,2 < |y| < 2,2$ . Ainsi, les résultats suivants sont illustrés sur la figure 8.3 : p-p avec  $p_T < 5$  GeV/c [263, 264] (triangle bleu), Cu-Cu avec  $p_T < 5$  GeV/c [265] (ronds bleus ouverts) et Au-Au avec  $p_T < 5$  GeV/c [263] (ronds bleus pleins). Les valeurs de  $\langle p_T \rangle$  ont été calculées à partir des distributions en impulsion transverse mesurées par PHENIX en appliquant la méthode 1 (Cf. 8.1, p.198). Les incertitudes statistiques et systématiques sont sommées quadratiquement et représentées par des barres verticales.

En ce qui concerne les résultats d’ALICE pour les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV, nous observons une diminution de l’impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$ ,  $\langle p_T \rangle$ , en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$ . La valeur extraite des collisions p-p à la même énergie correspond, dans les incertitudes, avec celle obtenue pour les collisions Pb-Pb les plus périphériques. Les résultats issus des collisions Cu-Cu à plus basse énergie ( $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV) ne présentent pas de dépendance en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$ , alors qu’une augmentation est observée en collisions Au-Au. Une tendance contraire de la distribution de  $\langle p_T \rangle$  en fonction de la centralité de la collision est observée entre les deux énergies.



**FIGURE 8.4** –  $\langle p_T^2 \rangle_{AA} / \langle p_T^2 \rangle_{pp}$  en fonction du nombre moyen de participants,  $\langle N_{part} \rangle$  [266]. Comparaison des résultats obtenus par les collaborations ALICE, PHENIX et NA50, pour différentes énergies et différents systèmes étudiés dans les domaines de rapidité centrale (haut) et vers l’avant (bas) par rapport aux prédictions théoriques.

En complément de la mesure de  $\langle p_T \rangle$ , les graphiques de la figure 8.4 représentent l’évolution de  $\langle p_T^2 \rangle / \langle p_T^2 \rangle_{pp}$  en fonction de  $\langle N_{part} \rangle$ , pour différentes énergies, différents systèmes et pour les domaines de rapidité centrale (haut) et vers l’avant (bas). Ce rapport est sensible aux mécanismes de suppression et de (re)combinaison du  $J/\psi$  [162, 266]. Les mesures effectuées par ALICE en collisions Pb-Pb sont comparées à celles de PHENIX en collisions Au-Au [263] et à celles de la collaboration NA50 pour les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=17,3$  GeV, dans le domaine de rapidité  $0 < y < 1$  [267]. Une récente étude [266] utilisant le modèle de transport de Liu et *al.* (Cf. 1.5.3, p.54) permet de reproduire l’ensemble des données depuis le SPS jusqu’au LHC. Les bandes correspondent aux résultats avec ou sans *shadowing*.

A l’énergie du SPS, puisque la section efficace de production de charme est faible et le mécanisme de (re)combinaison négligeable, c’est l’effet Cronin qui domine (Cf 1.5.2, p.54) conduisant à une augmentation du rapport en fonction de la centralité. Au contraire, à plus haute énergie, les  $J/\psi$  de hauts  $p_T$  sont supprimés par perte d’énergie dans le milieu PQG créé et la contribution du mécanisme de (re)combinaison augmente dû au grand nombre de quarks charmés produits. La compétition entre la production initiale et la (re)combinaison conduit à la diminution du rapport  $\langle p_T^2 \rangle / \langle p_T^2 \rangle_{pp}$  en fonction de l’énergie dans

les collisions centrales comme observé sur la figure 8.4. Notons qu'une diminution plus importante du rapport est attendue au LHC à rapidité centrale car la densité de charme  $y$  est plus importante, d'où une plus grande (re)combinaison.

### $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$ du $J/\psi$

La valeur de l'impulsion transverse moyenne des  $J/\psi$ ,  $\langle p_T \rangle$ , produits vers l'avant ( $2,5 < y < 4$ ), dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV, a été calculée à l'aide d'un ajustement de la distribution du taux de production de  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse, pour trois classes de centralité. Une seconde méthode, à partir de la distribution de l'impulsion transverse moyenne des dimuons (en cours de développement), a permis de vérifier les résultats trouvés. Les distributions des observables  $\langle p_T \rangle$  et  $\langle p_T^2 \rangle / \langle p_T^2 \rangle_{pp}$  en fonction de la centralité de la collision présentent des comportements distincts voire opposés à celles obtenues au SPS et au RHIC. Les rapports  $\langle p_T^2 \rangle / \langle p_T^2 \rangle_{pp}$  obtenus à différentes énergies sont très bien reproduits par un modèle de transport incluant une composante de (re)combinaison.



# Conclusion

NOUS AVONS PRÉSENTÉ dans ce manuscrit l'étude de la production inclusive de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV avec le spectromètre à muons d'ALICE, pour le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$  et pour une impulsion transverse des  $J/\psi$  allant jusqu'à zéro. L'échantillon de données analysé représente une luminosité  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 68,8 \pm 0,9(\text{stat}) \pm 2,4(\text{sys. } F_{\text{norm}})_{-4,5}^{+5,5}(\text{sys. } \sigma_{\text{PbPb}})$   $\mu\text{b}^{-1}$ . Deux observables ont été étudiées :

- le facteur de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ) du  $J/\psi$  en fonction de la centralité de la collision, de l'impulsion transverse et de la rapidité (Cf. 7, p.159),
- la valeur moyenne de l'impulsion transverse des  $J/\psi$ ,  $\langle p_T \rangle$ , ainsi que sa dispersion  $\langle p_T^2 \rangle$  (Cf. 8, p.197).

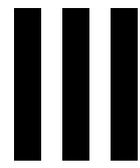
Suite à la sélection des événements et des traces muons collectés (Cf. 3, p.87), nous avons déterminé les éléments indispensables au calcul de ces observables. Il s'agit de l'extraction du signal  $J/\psi$  (Cf. 4, p.107), de la correction en acceptation efficacité du spectromètre à muons (Cf. 5, p.129) et du facteur de normalisation entre les classes de déclenchement MB et MUL (Cf. 6, p.149). Une estimation des incertitudes systématiques a été effectuée à chacune de ces étapes en fonction de la centralité de la collision et des variables cinématiques ( $p_T, y$ ).

Nous avons observé une réduction du facteur de modification nucléaire avec une valeur intégrée en centralité :  $R_{AA}^{0-90\%} = 0,57 \pm 0,01(\text{stat}) \pm 0,09(\text{sys})$ . Ce résultat est nettement supérieur à celui obtenu par PHENIX pour une énergie d'un ordre de grandeur plus faible ( $\sqrt{s_{NN}} = 0,2$  TeV). Au delà de  $N_{\text{part}}=70$ , le  $R_{AA}$  ne présente aucune dépendance en centralité. Nous avons observé une forte dépendance du  $R_{AA}$  en fonction de l'impulsion transverse, qui diminue lorsque  $p_T$  augmente. Ce comportement est différent de celui obtenu par PHENIX où une suppression importante est observée à bas  $p_T$ . Ces résultats sont cohérents avec les mesures de  $\langle p_T \rangle$  et  $\langle p_T^2 \rangle$  du  $J/\psi$  qui présentent une diminution en fonction de  $N_{\text{part}}$ . Ces deux observables indiquent que les  $J/\psi$  de bas  $p_T$  sont

moins supprimés dans les collisions centrales par rapport aux résultats obtenus à plus basse énergie.

Les prédictions théoriques issues des modèles statistique, de transport et des co-voyageurs reproduisent correctement les résultats obtenus. Tous ces modèles incluent un mécanisme de (re)combinaison des  $J/\psi$  qui domine à bas  $p_T$ . Néanmoins, ces prédictions sont limitées par des incertitudes systématiques importantes provenant principalement des effets nucléaires froids, comme le *shadowing*, et de la valeur de la section efficace de production de paires  $c\bar{c}$ . Une interprétation quantitative de ces résultats nécessite une mesure précise de ces quantités en particulier à bas  $p_T$ . Des résultats récents provenant de l'étude des collisions p-Pb effectuées au LHC devraient permettre de contraindre ces modèles [268].

Enfin, lors de l'analyse des données Pb-Pb, un excès de  $J/\psi$  a été observé à très bas  $p_T$  ( $<300$  MeV/ $c$ ) dans les collisions semi-périphériques à périphériques. Cette excès pourrait provenir d'un mécanisme de photo-production et fait l'objet d'une étude dédiée.



# **Annexes**



## Annexe

# A

## Liste des runs analysés de la période LHC11h

DANS LE TABLEAU A.1, ci-dessous, sont résumés les numéros des 136 runs satisfaisant les conditions de la tâche d'assurance qualité (Cf. 3.3, p92). Il est indiqué, pour chacun des runs, le nombre d'événements correspondant aux classes de déclenchement MUL, MB, Centrale et Semi-centrale, après application de la *Physics Selection* (Cf. 3.4, p95), pour les classe de centralité respectives 0-90%, 0-90%, 0-7,5% et 10-50%. Notons que seuls 134 runs disposent de la classe de déclenchement MUL et seuls 132 runs disposent des classes Centrale (Cent) et Semi-centrale (S-Cent).

**TABLE A.1** – Liste des 136 runs satisfaisant les conditions de la tâche d'assurance qualité. La statistique disponible par classe de déclenchement, après application de la *Physics Selection*, est indiquée pour chaque run.

Run	$N_{evt}^{MUL}$	$N_{evt}^{MB}$	$N_{evt}^{Cent}$	$N_{evt}^{S-Cent}$
167706	308	7374	702	3748
167713	232	6008	468	2712
167806	2070	52011	4346	23174
167807	6968	167206	13859	74322
167808	3172	82080	6993	36969
167813	2203	56124	4871	25198
167814	1145	31115	2637	13918
167818	5002	128803	10882	57777
167915	97142	22797	135954	104555
167920	120413	29825	178484	134782
167921	14682	3707	21698	16426
167985	58346	6617	37535	34241
167986	41818	2624	15045	13662
167987	150309	28302	155677	128676
167988	63634	12484	67663	55353
168066	17651	2222	12541	11476
168069	213999	51718	303336	234642
168076	190423	48413	286833	218950
168107	125744	25974	148853	166424

Run	$N_{evt}^{MUL}$	$N_{evt}^{MB}$	$N_{evt}^{Cent}$	$N_{evt}^{S-Cent}$
168108	76852	26561	138063	61609
168115	100395	36747	190756	85166
168172	46876	5184	29301	30332
168173	57246	8703	51639	53870
168175	129226	24348	136418	145604
168181	169020	44700	245205	267969
168203	117730	19332	108904	112440
168205	40526	590	2987	2428
168206	43230	7929	42959	47014
168207	48149	11348	62686	68298
168208	50000	12338	64312	73146
168212	12387	2548	12970	14854
168213	40133	9871	51907	58359
168310	89595	14331	80490	83397
168311	216131	36629	204183	213516
168318	63312	12317	66506	73216
168322	132416	35511	191377	210908
168325	79415	26717	139363	159526
168341	39448	6319	35579	37063
168342	143175	30826	170861	182433
168356	47024	15119	78982	90964
168361	49332	16177	84766	97239
168362	53655	23523	104264	140093
168458	44747	4119	23152	23549
168460	49719	4823	27429	28668
168461	38054	2006	11221	11771
168464	401477	86673	484970	519216
168467	52495	17391	91528	104104
168511	144551	22364	124015	130572
168512	381324	65381	359472	377297
168514	44099	11482	62230	69325
168777	54517	7601	42851	43879
168826	339036	45619	112662	110901
168992	86151	16134	86539	94882
169035	109926	17551	97347	101540
169040	160118	30622	168448	180369
169044	29809	6909	38346	41504
169045	285963	89432	447085	502669
169091	53443	7278	40906	42066
169094	109492	15408	87194	90005
169099	506166	98150	532593	563131
169138	279809	41153	231457	237642
169144	27837	5500	30202	32872
169145	70230	16183	88285	95833
169148	83886	20083	106458	117160
169156	62656	18824	94064	107133
169160	151694	54772	273296	320494
169167	41577	20134	77942	121420
169236	502402	66364	376577	387409
169238	378704	53644	303557	314214
169411	210642	29942	206658	217373
169415	80484	14623	96777	105694
169417	85930	17373	115797	128271
169418	153056	45352	270593	317195
169419	39798	14037	71655	104790
169420	86744	31477	159606	230747
169475	94790	12302	86127	89882
169498	426599	56369	393833	412265

Run	$N_{evt}^{MUL}$	$N_{evt}^{MB}$	$N_{evt}^{Cent}$	$N_{evt}^{S-Cent}$
169504	64967	13307	88246	98369
169506	187794	45745	293098	333855
169512	63273	16115	103098	117826
169515	165665	61958	313451	455999
169550	339832	56352	384839	412114
169553	69718	17033	109631	123962
169554	92054	23055	148936	168768
169555	197767	60361	361700	425229
169557	51023	24261	94261	182283
169586	440350	60606	421676	442566
169587	188007	46982	299009	339955
169588	219413	68714	412729	485064
169590	47333	23168	90175	174588
169683	0	1158893	0	0
169835	99014	6100	38417	40116
169837	127713	22872	141178	152236
169838	253425	54114	316459	349048
169846	123725	27300	162412	178277
169855	94623	36242	161199	232447
169858	19771	7617	34160	49391
169859	15897	6157	27644	39561
169965	24510	6468	36876	41658
169969	348822	94959	548140	616747
170027	62961	10200	65380	68890
170036	22153	3701	23779	24648
170040	475926	106752	636310	695989
170081	92985	16851	106012	113645
170083	134416	27936	170263	185792
170084	193323	42210	250880	273539
170085	55638	20446	91635	132505
170088	103569	50804	176001	337994
170089	61821	28949	100231	191481
170091	61319	31202	107727	206294
170155	156112	23245	145581	152818
170159	257951	55302	328355	358527
170162	0	1306150	0	0
170163	101216	37743	170664	244975
170193	66117	8479	54547	56198
170203	167246	29535	182073	196162
170204	257258	48315	295940	319720
170207	179560	61802	277352	399741
170228	395342	59731	371760	389393
170230	92679	22694	128775	144923
170268	408733	69443	432269	458928
170269	97038	28489	165853	192978
170270	118999	35391	204338	237749
170306	144430	19428	123311	128423
170308	38416	6227	38457	41135
170309	115173	19657	119382	127903
170311	178231	56231	320894	374209
170312	46762	15009	85442	98900
170313	37225	12197	69211	80799
170315	62696	20240	115420	135314
170387	682314	116712	713545	758949
170388	130272	23457	142467	151262
170389	23602	7803	0	0
170390	30505	10147	0	0
170572	144537	23644	151236	159644
170593	274063	39506	247940	258122



## Annexe

# B

## Valeurs des paramètres des fonctions CB2

LA PROCÉDURE d'extraction du signal  $J/\psi$ , à partir du spectre en masse invariante des paires de muons de charges opposées, est effectuée à l'aide d'une fonction CB2 pour caractériser la résonance (Cf. 4.1, p109). Cette fonction n'est autre qu'une gaussienne dont les queues de distribution ont été modifiées pour correspondre à des lois de puissance. Ainsi, en plus des trois paramètres usuels de la gaussienne, quatre autres paramètres permettent de définir les deux lois de puissance. Cependant, le bruit de fond important présent autour de la résonance du  $J/\psi$ , principalement dû à l'association de deux muons de charges opposées décorrélés (Cf. 4.2, p112), ne permet pas de laisser libre ces quatre paramètres lors de la procédure d'ajustement du spectre de masse invariante.

La méthode employée consiste à extraire les valeurs de ces paramètres à partir de simulations MC qui reproduisent la fonction de réponse du spectromètre. Pour cela, deux types de simulations sont utilisées : les simulations *pures* et les simulations *enrichies* (Cf. 2.3.2, p83). Pour chacune d'elles, le spectre de masse invariante du signal  $J/\psi$  est obtenu en ne sélectionnant que les muons issus de la décroissance de  $J/\psi$ . Un ajustement du spectre est alors effectué à l'aide d'une fonction CB2 à partir duquel les valeurs des paramètres des queues de distribution sont extraites. De plus, un jeu unique de paramètres est également obtenu en ajustant le spectre de masse invariante des paires de muons de charges opposées mesuré en collisions p-p à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV. Ces paramètres sont appliqués pour tous les intervalles cinématiques étudiés et valent :  $\alpha = 0,96$ ,  $n = 6,40$ ,  $\alpha' = 2,26$ ,  $n' = 2,60$ .

Un résumé des valeurs obtenues pour les paramètres des queues de la fonction CB2, utilisés dans l'analyse des données Pb-Pb (LHC11h) à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, est donné dans les tableaux ci-dessous en fonction des intervalles cinématiques et des classes de centralité étudiés. Pour le cas des simulations *enrichies*, les valeurs données dans le tableau B.1 correspondent à la classe de centra-

lité 0-90%. Les paramètres  $\alpha$  et  $n$  correspondent à la loi de puissance qui se trouve à gauche de la résonance du  $J/\psi$  tandis que les paramètres  $\alpha'$  et  $n'$  correspondent à celle qui se trouve à droite. Le tableau B.2 liste les valeurs des paramètres extraits à partir des simulations *enrichies* en fonction des intervalles en impulsion transverse pour les classes de centralité 0-20%, 20-40% et 40-90%.

**TABLE B.1** – Valeurs des paramètres associés aux queues de distribution de la fonction CB2, extraites à partir des simulations *enrichies* et *pures*, en fonction des différents intervalles cinématiques étudiés.

$p_T$ (GeV/c)	$y$	Simulations <i>enrichies</i> (Centralité 0-90%)				Simulations <i>pures</i>			
		$\alpha$	$n$	$\alpha'$	$n'$	$\alpha$	$n$	$\alpha'$	$n'$
[0; 8]	[2,5; 4]	1,01	4,86	2,18	2,68	1,04	5,10	2,25	2,69
[0; 2]	[2,5; 4]	0,95	6,05	2,25	2,64	0,96	6,49	2,32	2,55
[2; 5]		1,05	4,27	2,18	2,59	1,06	4,52	2,24	2,62
[5; 8]		1,15	4,16	1,96	3,25	1,20	4,13	1,92	4,54
[0; 1]		0,92	6,50	2,22	2,86	0,93	7,17	2,36	2,62
[1; 2]		0,96	5,81	2,25	2,57	0,98	6,23	2,30	2,49
[2; 3]		1,00	4,87	2,20	2,52	1,02	5,11	2,25	2,59
[3; 4]		1,07	3,87	2,19	2,68	1,08	4,21	2,25	2,58
[4; 5]		1,11	3,83	2,14	2,68	1,12	4,12	2,20	2,91
[5; 6]		1,07	4,43	1,96	3,67	1,17	4,17	2,05	3,76
[6; 8]		1,21	4,04	1,94	3,02	1,23	4,21	1,84	5,13
[0; 8]	[2,5; 3]	0,93	4,29	2,60	2,58	0,96	4,48	2,77	2,24
	[3; 3,5]	1,04	4,84	2,29	2,80	1,02	5,53	2,31	2,97
	[3,5; 4]	1,06	5,73	1,82	2,93	1,13	5,34	1,88	3,00
	[2,5; 2,75]	0,82	4,33	2,59	3,54	0,90	4,02	2,88	2,16
	[2,75; 3]	0,96	4,42	2,58	2,49	0,97	4,82	2,76	2,14
	[3; 3,25]	1,04	4,44	2,34	3,04	1,00	5,33	2,41	3,08
	[3,25; 3,5]	1,04	5,47	2,22	2,75	1,05	5,93	2,21	3,13
	[3,5; 3,75]	1,04	6,28	1,98	2,77	1,12	5,59	2,04	2,83
[3,75; 4]	1,11	4,70	1,48	3,44	1,18	4,82	1,57	3,52	

**TABLE B.2** – Valeurs des paramètres associés aux queues de distribution de la fonction CB2, extraites à partir des simulations *enrichies*, en fonction des intervalles en impulsion transverse étudiés, dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ , pour les classes de centralité 0-20%, 20-40% et 40-90%.

$p_T$ (GeV/c)	Simulations <i>enrichies</i>											
	Centralité 0-20%				Centralité 20-40%				Centralité 40-90%			
	$\alpha$	$n$	$\alpha'$	$n'$	$\alpha$	$n$	$\alpha'$	$n'$	$\alpha$	$n$	$\alpha'$	$n'$
[0; 8]	1,00	4,91	2,13	2,54	1,01	4,93	2,15	2,73	1,02	4,82	2,22	2,58
[0; 1]	0,98	5,39	2,15	3,23	0,91	6,61	2,37	2,58	0,90	7,04	2,21	2,78
[1; 2]	0,97	5,66	2,14	3,12	0,94	5,86	2,22	2,44	0,97	5,84	2,30	2,41
[2; 3]	0,99	4,99	2,27	2,42	1,02	4,61	2,09	2,76	0,99	4,95	2,21	2,47
[3; 4]	1,02	4,01	2,10	2,95	1,06	4,39	2,08	2,75	1,10	3,63	2,28	2,52
[4; 5]	1,02	4,19	1,97	2,72	1,13	4,10	2,11	3,02	1,14	3,62	2,21	2,56
[5; 6]	0,96	5,72	2,15	2,89	1,19	3,52	1,92	3,56	1,07	4,52	1,88	4,19
[6; 8]	1,07	4,89	1,65	3,57	1,12	4,41	1,77	3,39	1,28	3,74	2,11	2,72

## Annexe

# C

## Tableaux des résultats

LES RÉSULTATS du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, obtenus durant ma thèse sont représentés sur les figures de la section 7.4 (p166). Les définitions des incertitudes statistiques et systématiques sont également données dans cette section. Les tableaux ci-dessous résument les valeurs numériques correspondantes, avec des renvois aux figures concernées. Le taux de production inclusif de  $J/\psi$  est également reporté avec un facteur  $10^3$ . L'incertitude systématique globale (corrélée) de chaque jeu de résultats est inscrite au dessus des tableaux. Dans les cas où une incertitude globale commune à différents jeux de résultats est définie, sa valeur est donnée dans la légende des tableaux.

**TABLE C.1** – Valeurs du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, en fonction de la centralité, pour l'intervalle en impulsion transverse  $0 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/ $c$  et le domaine en rapidité  $2,5 < y < 4$ . Il s'agit du résultat de la figure 7.1 (p.168).

$0 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/ $c$  et  $2,5 < y < 4$

globale sys :  $\pm 14,7\%$     globale sys :  $\pm 12,3\%$

Centralité (%)	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	$Y_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
0-90	0,574	0,010	0,022	12,029	0,208	0,232
0-10	0,550	0,018	0,027	43,095	1,372	1,545
10-20	0,566	0,018	0,021	27,212	0,866	0,561
20-30	0,599	0,020	0,020	17,409	0,572	0,206
30-40	0,578	0,021	0,026	9,671	0,359	0,251
40-50	0,605	0,025	0,029	5,413	0,222	0,100
50-60	0,737	0,033	0,046	3,246	0,147	0,098
60-70	0,848	0,042	0,060	1,677	0,084	0,059
70-80	0,862	0,064	0,072	0,701	0,052	0,036
80-90	1,101	0,106	0,110	0,362	0,035	0,023

**TABLE C.2** – Valeurs du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, en fonction de la centralité, pour les domaines de rapidité  $2,5 < y < 3$  (haut),  $3 < y < 3,5$  (milieu) et  $3,5 < y < 4$  (bas), dans l'intervalle en impulsion transverse  $0 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/ $c$ . Il s'agit des résultats de la figure 7.2 (p.170). L'incertitude systématique globale commune au trois domaines de rapidité est de  $\pm 6,7\%$  ( $\pm 3,7\%$ ) pour le  $R_{\text{AA}}$  ( $Y_{J/\psi}$ ).

$2,5 < y < 3$  et  $0 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/ $c$

Centralité (%)	globale sys : $\pm 16,0\%$				globale sys : $\pm 13,6\%$			
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>	$Y_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
0-90	0,659	0,021	0,019	0,024	5,604	0,181	0,161	0,079
0-10	0,612	0,041	0,030	0,022	19,437	1,304	0,953	0,316
10-20	0,715	0,040	0,022	0,024	13,948	0,773	0,423	0,161
20-30	0,655	0,045	0,017	0,021	7,716	0,535	0,205	0,042
30-40	0,597	0,047	0,026	0,022	4,047	0,318	0,176	0,042
40-50	0,704	0,056	0,012	0,034	2,553	0,202	0,044	0,043
50-60	0,829	0,061	0,016	0,049	1,480	0,109	0,029	0,037
60-90	0,963	0,072	0,013	0,066	0,406	0,030	0,006	0,010

$3 < y < 3,5$  et  $0 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/ $c$

Centralité (%)	globale sys : $\pm 16,3\%$				globale sys : $\pm 15,0\%$			
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>	$Y_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
0-90	0,597	0,013	0,010	0,022	3,998	0,090	0,067	0,057
0-10	0,567	0,024	0,022	0,021	14,184	0,612	0,547	0,230
10-20	0,580	0,027	0,008	0,019	8,905	0,411	0,117	0,103
20-30	0,630	0,029	0,006	0,020	5,853	0,270	0,055	0,032
30-40	0,647	0,033	0,018	0,024	3,453	0,176	0,095	0,036
40-50	0,612	0,036	0,005	0,029	1,748	0,104	0,016	0,030
50-60	0,769	0,042	0,007	0,046	1,081	0,059	0,010	0,027
60-90	0,876	0,050	0,009	0,060	0,291	0,016	0,003	0,007

$3,5 < y < 4$  et  $0 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/ $c$

Centralité (%)	globale sys : $\pm 16,1\%$				globale sys : $\pm 14,1\%$			
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>	$Y_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
0-90	0,475	0,013	0,006	0,017	2,740	0,077	0,035	0,039
0-10	0,480	0,025	0,008	0,017	10,361	0,547	0,180	0,168
10-20	0,408	0,025	0,010	0,014	5,402	0,329	0,133	0,063
20-30	0,511	0,030	0,009	0,016	4,091	0,238	0,069	0,022
30-40	0,447	0,024	0,005	0,017	2,058	0,109	0,023	0,021
40-50	0,500	0,032	0,014	0,024	1,230	0,080	0,034	0,021
50-60	0,577	0,049	0,012	0,034	0,699	0,060	0,015	0,017
60-90	0,836	0,064	0,018	0,057	0,239	0,018	0,005	0,006

**TABLE C.3** – Valeurs du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, en fonction de la centralité, pour les intervalles en impulsion transverse  $0 < p_{\text{T}} < 2$  GeV/ $c$  (haut),  $2 < p_{\text{T}} < 5$  GeV/ $c$  (milieu) et  $5 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/ $c$  (bas), dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ . Il s’agit des résultats de la figure 7.3 (p.171). L’incertitude systématique globale commune au trois domaines en  $p_{\text{T}}$  est de  $\pm 6,7\%$  ( $\pm 3,7\%$ ) pour le  $R_{\text{AA}}$  ( $Y_{J/\psi}$ ).

$0 < p_{\text{T}} < 2$  GeV/ $c$  et  $2,5 < y < 4$

Centralité (%)	globale sys : $\pm 13,0\%$				globale sys : $\pm 11,3\%$			
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>	$Y_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
0-90	0,728	0,018	0,014	0,026	7,430	0,183	0,147	0,105
0-10	0,732	0,034	0,031	0,027	27,932	1,302	1,199	0,454
10-20	0,733	0,035	0,014	0,024	17,159	0,824	0,328	0,199
20-30	0,715	0,038	0,007	0,023	10,113	0,541	0,101	0,054
30-40	0,678	0,040	0,021	0,025	5,516	0,322	0,173	0,057
40-50	0,641	0,044	0,010	0,031	2,789	0,190	0,042	0,047
50-60	0,839	0,048	0,025	0,050	1,799	0,103	0,054	0,045
60-90	1,104	0,064	0,018	0,076	0,559	0,032	0,009	0,013

$2 < p_{\text{T}} < 5$  GeV/ $c$  et  $2,5 < y < 4$

Centralité (%)	globale sys : $\pm 12,1\%$				globale sys : $\pm 10,4\%$			
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>	$Y_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
0-90	0,475	0,010	0,006	0,017	4,641	0,096	0,062	0,066
0-10	0,425	0,019	0,008	0,015	15,540	0,681	0,283	0,253
10-20	0,461	0,019	0,005	0,015	10,336	0,431	0,118	0,120
20-30	0,529	0,022	0,007	0,017	7,164	0,293	0,099	0,039
30-40	0,498	0,025	0,019	0,019	3,879	0,194	0,147	0,040
40-50	0,595	0,030	0,006	0,029	2,481	0,126	0,026	0,042
50-60	0,675	0,042	0,006	0,040	1,386	0,085	0,011	0,035
60-90	0,722	0,044	0,007	0,050	0,350	0,021	0,003	0,008

$5 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/ $c$  et  $2,5 < y < 4$

Centralité (%)	globale sys : $\pm 16,2\%$				globale sys : $\pm 9,7\%$			
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>	$Y_{J/\psi}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
0-90	0,345	0,013	0,004	0,013	0,360	0,013	0,004	0,005
0-10	0,280	0,021	0,005	0,010	1,093	0,081	0,020	0,018
10-20	0,282	0,027	0,006	0,009	0,677	0,064	0,014	0,008
20-30	0,410	0,029	0,004	0,013	0,594	0,042	0,006	0,003
30-40	0,540	0,039	0,013	0,020	0,449	0,033	0,011	0,005
40-50	0,529	0,053	0,017	0,025	0,236	0,024	0,008	0,004
50-60	0,587	0,073	0,009	0,035	0,129	0,016	0,002	0,003
60-90	0,644	0,083	0,017	0,044	0,033	0,004	0,001	0,001

**TABLE C.4** – Valeurs du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, en fonction de la rapidité, pour la classe de centralité 0-90% et l'intervalle en impulsion transverse  $0 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/c. Il s'agit du résultat de la figure 7.7 (p.176).

centralité 0-90% et  $0 < p_{\text{T}} < 8$  GeV/c

$y$	globale sys : $\pm 7,7\%$			globale sys : $\pm 4,0\%$		
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	$d^2Y_{J/\psi}/dydp_{\text{T}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
[2,5; 2,75]	0,626	0,042	0,110	1,503	0,100	0,183
[2,75; 3]	0,735	0,027	0,110	1,371	0,051	0,157
[3; 3,25]	0,625	0,020	0,102	1,112	0,035	0,152
[3,25; 3,5]	0,561	0,018	0,096	0,888	0,029	0,130
[3,5; 3,75]	0,474	0,016	0,080	0,746	0,025	0,103
[3,75; 4]	0,402	0,021	0,066	0,531	0,028	0,058

**TABLE C.5** – Valeurs du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, en fonction de l'impulsion transverse, pour la classe de centralité 0-90% et le domaine en rapidité  $2,5 < y < 4$ . Il s'agit du résultat de la figure 7.4 (p.173).

centralité 0-90% et  $2,5 < y < 4$

$p_{\text{T}}$ (GeV/c)	globale sys : $\pm 7,7\%$			globale sys : $\pm 4,0\%$		
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	$d^2Y_{J/\psi}/dydp_{\text{T}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>
[0; 1]	0,770	0,030	0,124	1,835	0,072	0,227
[1; 2]	0,676	0,021	0,092	2,992	0,094	0,324
[2; 3]	0,523	0,017	0,073	1,913	0,060	0,210
[3; 4]	0,427	0,014	0,062	0,860	0,029	0,090
[4; 5]	0,403	0,017	0,069	0,341	0,015	0,033
[5; 6]	0,327	0,016	0,062	0,150	0,008	0,015
[6; 8]	0,364	0,020	0,087	0,043	0,002	0,004

**TABLE C.6** – Valeurs du facteur de modification nucléaire de la production inclusive de  $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, en fonction de l'impulsion transverse, pour les classes de centralité 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas), dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ . Il s'agit des résultats de la figure 7.5 (p.174). L'incertitude systématique globale commune au trois domaines en centralité est de  $\pm 6,7\%$  ( $\pm 3,7\%$ ) pour le  $R_{\text{AA}}$  ( $d^2Y_{J/\psi}/dydp_{\text{T}}$ ).

centralité 0-20% et  $2,5 < y < 4$

$p_{\text{T}}$ (GeV/c)	globale sys : $\pm 3,6\%$				globale sys : $\pm 1,5\%$			
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>	$d^2Y_{J/\psi}/dydp_{\text{T}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
[0; 1]	0,783	0,042	0,048	0,122	5,630	0,303	0,348	0,662
[1; 2]	0,681	0,033	0,013	0,092	9,082	0,444	0,175	0,976
[2; 3]	0,504	0,023	0,015	0,069	5,556	0,253	0,162	0,597
[3; 4]	0,381	0,019	0,009	0,055	2,310	0,116	0,058	0,237
[4; 5]	0,352	0,024	0,005	0,060	0,898	0,061	0,014	0,088
[5; 6]	0,288	0,023	0,011	0,054	0,398	0,032	0,015	0,039
[6; 8]	0,273	0,024	0,005	0,065	0,098	0,009	0,002	0,010

centralité 20-40% et  $2,5 < y < 4$

$p_{\text{T}}$ (GeV/c)	globale sys : $\pm 3,4\%$				globale sys : $\pm 0,7\%$			
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>	$d^2Y_{J/\psi}/dydp_{\text{T}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
[0; 1]	0,733	0,049	0,017	0,115	1,909	0,128	0,044	0,224
[1; 2]	0,660	0,032	0,006	0,089	3,189	0,154	0,029	0,343
[2; 3]	0,543	0,027	0,013	0,075	2,167	0,106	0,052	0,233
[3; 4]	0,493	0,025	0,017	0,071	1,084	0,055	0,038	0,111
[4; 5]	0,444	0,029	0,005	0,076	0,411	0,027	0,005	0,040
[5; 6]	0,399	0,029	0,005	0,075	0,200	0,014	0,003	0,020
[6; 8]	0,523	0,037	0,009	0,125	0,068	0,005	0,001	0,007

centralité 40-90% et  $2,5 < y < 4$

$p_{\text{T}}$ (GeV/c)	globale sys : $\pm 5,7\%$				globale sys : $\pm 2,4\%$			
	$R_{\text{AA}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>	$d^2Y_{J/\psi}/dydp_{\text{T}}$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
[0; 1]	0,815	0,039	0,017	0,127	0,305	0,015	0,006	0,036
[1; 2]	0,732	0,040	0,010	0,099	0,508	0,028	0,007	0,055
[2; 3]	0,617	0,035	0,010	0,085	0,354	0,020	0,006	0,038
[3; 4]	0,627	0,033	0,006	0,090	0,198	0,010	0,002	0,020
[4; 5]	0,693	0,043	0,004	0,118	0,092	0,006	0,000	0,009
[5; 6]	0,489	0,045	0,006	0,092	0,035	0,003	0,000	0,003
[6; 8]	0,646	0,063	0,006	0,154	0,012	0,001	0,000	0,001

**TABLE C.7** – Valeurs du taux de production inclusive de  $J/\psi$ ,  $d^2Y_{J/\psi}/dydp_T$  ( $\text{GeV}/c$ ) $^{-1} \times 10^3$ , mesuré dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV, en fonction de l'impulsion transverse, pour les classes de centralité 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas), dans le domaine de rapidité  $2,5 < y < 4$ . Il s'agit des résultats de la figure 8.1 (p.201). L'incertitude systématique globale commune au trois domaines en centralité est de  $\pm 3,7\%$ .

centralité 0-20% et  $2,5 < y < 4$   
globale sys :  $\pm 1,5\%$

$p_T$ (GeV/c)	$d^2Y_{J/\psi}/dydp_T$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
[0; 0,5]	3,253	0,386	0,229	0,382
[0,5; 1,0]	8,012	0,487	0,543	0,942
[1,0; 1,5]	9,909	0,603	0,429	1,065
[1,5; 2,0]	8,193	0,505	0,219	0,881
[2,0; 2,5]	6,342	0,401	0,166	0,681
[2,5; 3,0]	4,759	0,316	0,179	0,511
[3,0; 3,5]	2,735	0,183	0,075	0,280
[3,5; 4,0]	1,876	0,134	0,059	0,192
[4,0; 4,5]	1,075	0,098	0,028	0,105
[4,5; 5,0]	0,731	0,069	0,012	0,072
[5,0; 5,5]	0,453	0,047	0,007	0,044
[5,5; 6,0]	0,345	0,039	0,032	0,034
[6,0; 8,0]	0,099	0,009	0,002	0,010

centralité 20-40% et  $2,5 < y < 4$   
globale sys :  $\pm 0,7\%$

$p_T$ (GeV/c)	$d^2Y_{J/\psi}/dydp_T$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
[0; 0,5]	1,366	0,081	0,040	0,161
[0,5; 1,0]	2,571	0,199	0,069	0,302
[1,0; 1,5]	3,494	0,255	0,098	0,376
[1,5; 2,0]	2,907	0,194	0,070	0,312
[2,0; 2,5]	2,371	0,164	0,054	0,255
[2,5; 3,0]	1,997	0,134	0,076	0,215
[3,0; 3,5]	1,313	0,087	0,068	0,135
[3,5; 4,0]	0,874	0,068	0,022	0,090
[4,0; 4,5]	0,483	0,037	0,008	0,047
[4,5; 5,0]	0,339	0,030	0,003	0,033
[5,0; 5,5]	0,263	0,023	0,006	0,026
[5,5; 6,0]	0,132	0,016	0,004	0,013
[6,0; 8,0]	0,068	0,005	0,001	0,007

centralité 40-90% et  $2,5 < y < 4$   
globale sys :  $\pm 2,4\%$

$p_T$ (GeV/c)	$d^2Y_{J/\psi}/dydp_T$	<i>stat</i>	<i>sys</i>	<i>part</i>
[0; 0,5]	0,257	0,017	0,005	0,030
[0,5; 1,0]	0,346	0,024	0,008	0,041
[1,0; 1,5]	0,533	0,030	0,019	0,057
[1,5; 2,0]	0,493	0,037	0,007	0,053
[2,0; 2,5]	0,441	0,034	0,011	0,047
[2,5; 3,0]	0,270	0,020	0,002	0,029
[3,0; 3,5]	0,222	0,016	0,003	0,023
[3,5; 4,0]	0,174	0,013	0,002	0,018
[4,0; 4,5]	0,108	0,009	0,001	0,011
[4,5; 5,0]	0,076	0,007	0,000	0,007
[5,0; 5,5]	0,042	0,005	0,001	0,004
[5,5; 6,0]	0,028	0,004	0,001	0,003
[6,0; 8,0]	0,012	0,001	0,000	0,001

# Table des figures

1.1	Tableau résumant les différentes particules élémentaires du modèle standard. . . . .	18
1.2	Représentation schématique des interactions permises entre les particules du modèle standard. . . . .	19
1.3	Exemple de diagrammes conduisant à des divergences dans les calculs d'amplitude de probabilité à l'ordre dominant. . . . .	22
1.4	Résumé des mesures de la constante de couplage de l'interaction forte, $\alpha_s(Q)$ , en fonction du quadrimoment transféré, $Q$ [20]. . .	23
1.5	Représentation schématique d'un réseau de IQCD. . . . .	26
1.6	Densité d'énergie et pression du système calculées à l'aide de la IQCD en fonction de la température, pour 2 saveurs de quarks légers et une plus lourde (quark étrange) tel que $m_q = 0, 1m_s$ . .	27
1.7	Résultats de IQCD ( $\mu_B = 0$ ) pour le condensat de quarks, $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ , et la fonction d'énergie libre, $\langle L \rangle$ , avec leur susceptibilité respectives en fonction de la température, $T/T_C$ [28] (gauche). Nature de la transition de phase (ordre) en fonction de la masse des quarks [29] (droite). . . . .	28
1.8	Diagramme des phases de la QCD en fonction de la température, $T$ , et de la densité baryonique, $\mu_B$ ( <i>Net Baryon Density</i> ). . . . .	29
1.9	Schéma de la géométrie d'une collisions d'ions lourds ultra-relativistes. . . . .	30
1.10	Évolution des fonctions de distribution partonique (PDF) des gluons (xg), des quarks de valence (xu et xd) et des quarks de la mer (xS) en fonction de $x$ -Bjorken mesurées par l'expérience H1 pour $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ [37]. . . . .	32
1.11	Diagramme des phases de la QCD en fonction de $\ln(1/x)$ et $\ln(Q^2)$ . . . . .	32
1.12	Représentation de l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes. . . . .	33

1.13	Évolution de la fonction spectrale du meson $\rho$ en fonction de la centralité des collisions In-In à $E_{\text{lab}} = 158$ A.GeV, soit $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,4$ GeV, mesurée par l'expérience NA60 au SPS [55] et comparée aux prédictions des modèles théoriques [56]. . . . .	37
1.14	Taux de production normalisés des hypérons et anti-hypérons en fonction du nombre de participants (exprimé par $N_{\text{wound}}$ ) mesurés par l'expérience NA57 au SPS dans des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,3$ GeV [59]. . . . .	38
1.15	Représentation de l'anisotropie d'une collision A-A non-centrale.	38
1.16	Flot elliptique $\nu_2$ normalisé par $n_q$ en fonction de l'énergie transverse également normalisée par $n_q$ mesuré pour plusieurs particules identifiées dans ALICE lors de collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$ TeV, pour la classe de centralité 40-50% [64]. . . . .	39
1.17	Facteurs de modification nucléaire dans des collisions A-A centrales en fonction de l'impulsion transverse, à trois énergies différentes, pour les pions neutres ( $\pi$ ), hadrons chargés ( $h^\pm$ ), et particules chargées comparés à plusieurs prédictions théoriques [72]. . . . .	40
1.18	Représentation de l'atténuation des gerbes partoniques (jets) à la traversée d'un milieu PQG. . . . .	40
1.19	Comparaison des distributions azimutales à deux particules mesurées dans des collisions p-p, d-Au et Au-Au [77]. . . . .	41
1.20	Spectroscopie des charmonia. . . . .	42
1.21	Diagrammes de feynman correspondant aux processus de création de paire $Q\bar{Q}$ au LO. . . . .	43
1.22	Mécanisme de formation d'un $J/\psi$ suivant le modèle de l'octet de couleur. . . . .	45
1.23	Diagramme de feynman dominant pour le mécanisme de photo-production du $J/\psi$ . . . . .	46
1.24	Énergie libre $F(R, T)$ d'un singulet de couleur $Q\bar{Q}$ en fonction du rayon $R$ pour différentes températures $T$ [111, 112]. . . . .	48
1.25	Illustration de la suppression séquentielle du $J/\psi$ par écrantage de couleur dans un milieu chaud et dense (PQG) [87]. . . . .	49
1.26	Vue schématique de l'évolution des productions primaire et secondaire de $J/\psi$ en fonction de la densité d'énergie du PQG [117]. . . . .	50
1.27	Illustration de la suppression du $J/\psi$ par interactions avec les co-voyageurs dans un milieu partonique dense [87]. . . . .	52
1.28	Distribution du facteur de modification nucléaire des gluons, $R_g^A$ en fonction de $x$ pour des échelles d'énergie $Q^2$ (2, 25 – 5, 39 – 14, 7 – 39, 9 – 108 – 10000 GeV <sup>2</sup> ) [130]. . . . .	53
1.29	Résumé des mesures de la production de $J/\psi$ au SPS ramenées à une énergie de faisceau de 158 A.GeV en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée pour différents systèmes [172] (gauche). Taux de production du $J/\psi$ mesuré dans les collisions In-In (cercles) et Pb-Pb (triangles) à une énergie de faisceau de 158 A.GeV par rapport au taux de production attendu en prenant en compte les effets nucléaires froids [173] (droite). . . . .	57

1.30	Facteur de modification nucléaire du $J/\psi$ mesuré dans les collisions Au-Au avec PHENIX dans deux domaines de rapidité en fonction du nombre moyen de nucléons participants [174] (gauche). Facteurs de modification nucléaire du $J/\psi$ corrigés des effets nucléaires froids aux énergies du SPS et de RHIC en fonction du nombre de particules chargées par unité de pseudo-rapidité [109] (droite). . . . .	58
1.31	Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire du $J/\psi$ mesuré dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV avec ALICE [175] comparé à celui obtenu en collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV avec PHENIX (gauche). Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire des $J/\psi$ prompts mesurés dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV avec CMS [176] comparé à celui des $J/\psi$ inclusifs obtenu avec STAR en collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (droite). . . . .	59
1.32	Flot elliptique du $J/\psi$ , $\nu_2$ , en fonction de $p_T$ mesuré en collision Pb-Pb avec ALICE et comparé aux modèles de transports [177] (gauche). Flot elliptique des $J/\psi$ prompts en fonction de $p_T$ mesuré en collision Pb-Pb avec CMS et comparé au $\nu_2$ des particules chargées et des mesons $D$ [178] (droite). . . . .	59
1.33	Spectre de masse invariante des dimuons en collision Pb-Pb mesuré par CMS dans la région en masse des bottomonia [180] (gauche). $R_{AA}$ des bottomonium $\Upsilon(1S)$ et $\Upsilon(2S)$ en fonction de $N_{part}$ mesuré par CMS [181] (droite). . . . .	60
2.1	Complexe d'accélérateurs du CERN. . . . .	64
2.2	Acceptances en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité des saveurs lourdes pour les expériences ALICE, ATLAS, CMS et LHCb [196]. . . . .	67
2.3	Acceptance du charmonium $J/\psi$ en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité pour les expériences ALICE, ATLAS et CMS. . . . .	68
2.4	Représentation schématique de l'expérience ALICE et de ses différents détecteurs. . . . .	69
2.5	Procédure de génération et de reconstruction d'un événement dans le cadre d'ALIROOT. . . . .	78
2.6	Coupe longitudinale du spectromètre à muons d'ALICE. . . . .	79
2.7	Vue en coupe de l'absorbeur frontale du spectromètre à muons du détecteur ALICE. . . . .	80
2.8	Vue en coupe du blindage du tube faisceau au niveau du spectromètre à muons du détecteur ALICE. . . . .	81
2.9	Principe de fonctionnement d'une chambre à fils à cathodes segmentées. . . . .	82
3.1	Luminosité intégrée délivrée par le LHC à l'expérience ALICE et collectable par ALICE pour la période LHC11h en fonction du numéro de remplissage. . . . .	89
3.2	Nombre de traces reconstruites dans le spectromètre à muons par événement déclenché MUL en fonction des runs sélectionnés. . . . .	94

3.3	Valeur moyenne du nombre de clusters par trace de la chambre $ch_i$ en fonction du numéro de run. . . . .	95
3.4	Distribution en temps du signal dans le détecteur VZERO A (gauche). Corrélations entre la somme et la différence des signaux temporels enregistrés par les deux détecteurs ZDC situés de part et d'autre de la zone d'interaction (droite). . . . .	96
3.5	Nombre d'événements MB avant et après application de la tâche <i>Physics Selection</i> en fonction des numéros de run. . . . .	97
3.6	Distribution de l'amplitude des signaux mesurés dans le VZERO. . . . .	100
3.7	Distribution de la centralité mesurée pour différentes classes de déclenchement. . . . .	102
3.8	Représentation des différentes sources de muon qui traversent le spectromètre. . . . .	103
3.9	Schéma illustrant les caractéristiques géométriques d'une trace qui traverse l'absorbeur frontal du spectromètre à muons. . . . .	104
3.10	Distribution de la distance d'approche minimale (DCA) des traces muon en fonction de leur impulsion $p$ . . . . .	105
4.1	Schéma du canal de décroissance dimuonique d'un $J/\psi$ . . . . .	107
4.2	Distribution de la masse invariante des paires de muons issues des données collectées en 2010 et 2011. . . . .	108
4.3	Distribution de la masse invariante des paires de muons obtenue avec les simulations <i>enrichies</i> . . . . .	110
4.4	Représentation de la forme du signal $J/\psi$ par la fonction CB2. . . . .	111
4.5	Représentation de la gaussienne à largeur variable décrivant le bruit de fond combinatoire. . . . .	113
4.6	Spectre brut de masse invariante des dimuons intégrés en $p_T$ , $y$ et centralité. . . . .	114
4.7	Schéma de principe de la procédure de mixage d'événements. . . . .	114
4.8	Distribution du coefficient correcteur $R$ en fonction de la masse invariante. . . . .	115
4.9	Comparaison des spectres bruts et mixés. . . . .	116
4.10	Spectre de masse invariante après soustraction du bruit de fond. . . . .	117
4.11	Distribution du nombre de $J/\psi$ extraits selon les différents tests. . . . .	119
4.12	Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en centralité. . . . .	123
4.13	Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en impulsion transverse des dimuons (centralité 0-90%). . . . .	124
4.14	Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en rapidité des dimuons (centralité 0-90%). . . . .	125
4.15	Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en centralité après soustraction du bruit de fond par la méthode du mixage d'événements. . . . .	126
4.16	Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en impulsion transverse des dimuons (centralité 0-90%) après soustraction du bruit de fond par la méthode du mixage d'événements. . . . .	127

4.17	Distributions de la masse invariante des dimuons pour les différents intervalles en rapidité des dimuons (centralité 0-90%) après soustraction du bruit de fond par la méthode du mixage d'événements. . . . .	128
5.1	Schéma d'une station du trajectographe composée de deux chambres représentant les quatre réponses possibles du spectromètre à la traversée d'une particule. . . . .	131
5.2	Distribution de l'efficacité de trajectographie calculée à partir des traces reconstruites dans les données Pb-Pb 2011 en fonction de la centralité de la collision pour différentes coupures. . . . .	133
5.3	Représentation spatiale des éléments de détection pour les chambres des stations 1 et 2 (gauche), 3 (centre) et 4 et 5 (droite). . . . .	134
5.4	Comparaison des distributions de l'efficacité de détection du trajectographe mesurée par la méthode des traces reconstruites dans les données et dans les simulations <i>pures</i> en fonction des numéros de runs de la période de données LHC11h. . . . .	135
5.5	Comparaison des distributions de l'efficacité de détection du trajectographe mesurée par la méthode des traces reconstruites dans les données et dans les simulations <i>pures</i> en fonction de l'impulsion transverse des muons (gauche) et de la rapidité des muons (droite). . . . .	136
5.6	Comparaison des distributions en impulsion transverse (gauche) et en rapidité (droite) des $J/\psi$ survivants et des $J/\psi$ <i>usuels</i> (voir texte). . . . .	137
5.7	Distributions de l'efficacité de détection du trajectographe mesurée à l'aide de la méthode des traces reconstruites en fonction de 8 sous-périodes avant et après correction des effets corrélés (CDA) dans les données (gauche) et les simulations <i>pures</i> (droite). . . . .	138
5.8	Distributions du taux de correction des effets corrélés dans les données et les simulations <i>pures</i> en fonction de 8 sous-périodes. . . . .	139
5.9	Schéma du déclencheur muon composé de quatre chambres formant deux stations. . . . .	140
5.10	Cartes d'efficacité mesurées au niveau des cartes locales de déclenchement dans les données Pb-Pb LHC11h pour le <i>bending plane</i> (gauche) et le <i>non bending plane</i> de la chambre 12. . . . .	141
5.11	Distributions en fonction de $p_T$ du rapport du nombre de muons identifiés $L_{p_T}$ sur le nombre de muons identifiés $A_{p_T}$ extraits des simulations <i>pures</i> (gauche), des simulations <i>enrichies</i> (centre) et des données Pb-Pb LHC11h (droite). . . . .	143
5.12	Distribution de la correction en acceptation efficacité ( $A\epsilon$ ) des $J/\psi$ en fonction de la centralité de la collision. . . . .	146
5.13	Distribution de la correction en acceptation efficacité ( $A\epsilon$ ) des $J/\psi$ en fonction de leur impulsion transverse (gauche) et de leur rapidité (droite). . . . .	147
6.1	Distributions du facteur de normalisation $F_{norm}$ obtenues à partir des classes de déclenchement MB, Centrale et Semi-centrale en fonction de 132 runs de la période LHC11h. . . . .	151

6.2	Distribution, pour chaque classe de déclenchement, du facteur de normalisation mesuré run par run, ramené à l'intervalle de centralité 0-90% et pondéré par l'inverse de l'erreur statistique associée au carré. . . . .	151
6.3	Distribution du facteur de normalisation $F_{scal}$ en fonction des 132 runs étudiés de la période LHC11h. . . . .	154
6.4	Distributions des nombres d'événements par run avant et après application de la <i>physics selection</i> et du rapport associé pour la classe de déclenchement MB (haut) et MUL (bas). . . . .	155
6.5	Distribution du facteur de normalisation $F_{scal}$ après correction du taux de rejet de la <i>physics selection</i> en fonction des 132 runs analysés. . . . .	156
7.1	$R_{AA}$ des $J/\psi$ inclusifs mesuré dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV, en fonction du nombre moyen de nucléons participant, pour le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ (haut). Comparaison avec les résultats de PHENIX [174] obtenus pour $p_T > 0$ GeV/c, dans les domaines de rapidité $ y  < 0,35$ et $1,2 <  y  < 2,2$ , et les résultats d'ALICE du canal di-électron, dans le domaine de rapidité centrale $ y  < 0,9$ (bas). . . . .	168
7.2	Dépendance en centralité du $R_{AA}$ du $J/\psi$ mesuré dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV, pour différents intervalles en rapidité. . . . .	170
7.3	Dépendance en centralité du $R_{AA}$ des $J/\psi$ inclusifs mesurés dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV pour différents intervalles en impulsion transverse (haut). Comparaison avec les résultats de CMS [181] obtenus dans l'intervalle $6,5 < p_T < 30$ GeV/c, pour la classe de centralité 0-100% dans le domaine de rapidité $ y  < 2,4$ (bas). . . . .	171
7.4	Dépendance en impulsion transverse du $R_{AA}$ des $J/\psi$ inclusifs mesuré dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV, intégrée en centralité (0-90%), pour le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ (haut). Comparaison avec les résultats de CMS [181] obtenus pour la classe de centralité 0-100% dans le domaine de rapidité $1,6 <  y  < 2,4$ (bas). . . . .	173
7.5	Dépendance en impulsion transverse du $R_{AA}$ des $J/\psi$ inclusifs mesuré dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV pour les classes de centralité 0-20%, 20-40% et 40-90%. . . . .	174
7.6	Comparaison de la distributions en impulsion transverse du $R_{AA}$ des $J/\psi$ inclusifs avec celui mesuré par PHENIX [174] à $\sqrt{s_{NN}}=0,2$ TeV, dans le domaine de rapidité $1,2 <  y  < 2,2$ , pour les classes de centralité 0-20% (haut) et 20-40% (bas). . . . .	175
7.7	Dépendance en rapidité du $R_{AA}$ du $J/\psi$ mesurée dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV, intégrée en centralité (0-90%). . . . .	176
7.8	$R_{AA}$ du $J/\psi$ en fonction du nombre moyen de participants, $\langle N_{part} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle statistique [155] (haut), des modèles de transport de Liu et <i>al.</i> [162] et de Zhao et <i>al.</i> [167] (milieu) et du modèle des co-voyageurs [118] (bas). . . . .	179

7.9	$R_{AA}$ du $J/\psi$ en fonction du nombre moyen de participants, $\langle N_{\text{part}} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle de Liu et <i>al.</i> [162] pour différents intervalles en impulsion transverse : $0 < p_T < 2$ (haut), $2 < p_T < 5$ (milieu) et $5 < p_T < 8$ GeV/c (bas). . . . .	181
7.10	$R_{AA}$ du $J/\psi$ en fonction du nombre moyen de participants, $\langle N_{\text{part}} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle de Zhao et <i>al.</i> [167] pour différents intervalles en impulsion transverse : $0 < p_T < 2$ (haut), $2 < p_T < 5$ (milieu) et $5 < p_T < 8$ GeV/c (bas). . . . .	182
7.11	$R_{AA}$ du $J/\psi$ en fonction du nombre moyen de participants, $\langle N_{\text{part}} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle des co-voyageurs [118] pour différents intervalles en impulsion transverse : $0 < p_T < 2$ GeV/c (haut) et $5 < p_T < 8$ GeV/c (bas). . . . .	183
7.12	$R_{AA}$ du $J/\psi$ en fonction du nombre moyen de participants, $\langle N_{\text{part}} \rangle$ , comparé aux prédictions du modèle des co-voyageurs [118] pour différents intervalles en rapidité : $2,5 < y < 3$ (haut), $3 < y < 3,5$ (milieu) et $3,5 < y < 4$ (bas). . . . .	184
7.13	Dépendance en impulsion transverse du $R_{AA}$ du $J/\psi$ , pour la classe de centralité 0-90%, comparée aux prédictions des modèles de transport de Liu et <i>al.</i> [162] (haut) et de Zhao et <i>al.</i> [167] (bas). . . . .	185
7.14	Dépendance en impulsion transverse du $R_{AA}$ du $J/\psi$ comparée aux prédictions du modèle de transport de Liu et <i>al.</i> [162] pour les classes de centralité : 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas). . . . .	187
7.15	Dépendance en impulsion transverse du $R_{AA}$ du $J/\psi$ comparée aux prédictions du modèle de transport de Zhao et <i>al.</i> [167] pour les classes de centralité : 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas). . . . .	188
7.16	Dépendance en rapidité du $R_{AA}$ du $J/\psi$ , pour la classe de centralité 0-90%, comparée à plusieurs prédictions théoriques qui implémentent un effet de <i>shadowing</i> basé sur les paramétrisations nDSg [248] et EPS09 [135]. . . . .	189
7.17	Distributions du rapport $f_B$ correspondant à la fraction de $J/\psi$ non-prompts par rapport aux $J/\psi$ prompts produits dans les collisions p-p à $\sqrt{s}=7$ TeV en fonction $p_T$ (gauche) et de $y$ (droite). . . . .	191
7.18	$R_{AA}$ du $J/\psi$ en fonction de $p_T$ (gauche) et de $y$ (droite) pour la classe de centralité 0-90%. . . . .	192
7.19	Dépendance en impulsion transverse des dimuons de masse invariante $2,95 < M_{\mu\mu} < 3,3$ GeV/c <sup>2</sup> autour de la masse du $J/\psi$ , pour les classes de centralité 50-70% (gauche) et 70-90% (droite) pour l'intervalle en rapidité $2,5 < y < 4$ [254]. . . . .	194
7.20	$R_{AA}$ du $J/\psi$ en fonction du nombre de participants mesuré avec et sans coupure sur l'impulsion transverse des dimuons dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV pour l'intervalle en rapidité $2,5 < y < 4$ . . . . .	195
8.1	Taux de production de $J/\psi$ en fonction de l'impulsion transverse pour trois classes de centralité dans le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ . . . . .	201

---

8.2	Distributions de la masse invariante des paires de muons de signes opposés pour trois classes de centralité dans le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ (haut). Distribution de $\langle p_T^{\mu^+ \mu^-} \rangle$ en fonction de la masse invariante (bas). . . . .	204
8.3	Distribution de l'impulsion transverse moyenne des $J/\psi$ , $\langle p_T \rangle$ , en fonction du nombre de participants moyen, $\langle N_{\text{part}} \rangle$ . . . . .	207
8.4	$\langle p_T^2 \rangle / \langle p_T^2 \rangle_{\text{pp}}$ en fonction du nombre moyen de participants, $\langle N_{\text{part}} \rangle$ [266]. . . . .	208

# Liste des tableaux

1.1	Résumé des caractéristiques principales des accélérateurs d'ions lourds (extraites de [50, 51]). . . . .	36
1.2	Propriétés des charmonia $J/\psi$ , $\chi_c$ et $\psi(2S)$ obtenues à l'aide du potentiel simple de <i>Cornell</i> [87]. . . . .	43
1.3	Températures de dissociation des quarkonia extraites de [87]. . . . .	49
2.1	Résumé des caractéristiques nominales principales des faisceaux de protons et de noyaux de plomb du LHC. . . . .	65
3.1	Signaux de déclenchement associés aux déclencheurs. . . . .	91
3.2	Définition des configurations de déclenchement et de leur nom de classe en fonction des signaux issus des déclencheurs. . . . .	92
3.3	Statistique par déclencheur intégrée sur les 136 runs validés de la période LHC11h avec différentes sélections. . . . .	98
3.4	Valeurs des paramètres géométriques $N_{\text{part}}$ , $N_{\text{coll}}$ et $T_{\text{AA}}$ en fonction des classes de centralités définies par des coupures sur le paramètre d'impact $b$ (fm). L'incertitude systématique associée à la détermination de l'AP est également reportée. . . . .	101
3.5	Nombres d'événements MUL en fonction des classes de centralité étudiées. . . . .	102
4.1	Valeurs moyennes du nombre de $J/\psi$ en fonction de l'impulsion transverse (gauche), de la rapidité (droite) et des classes de centralité (bas). . . . .	121
4.2	Valeurs moyennes du nombre de $J/\psi$ en fonction des différentes classes de centralité pour les intervalles de rapidité $2,5 < y < 3$ (gauche), $3 < y < 3,5$ (droite) et $3,5 < y < 4$ (bas), avec l'intervalle en impulsion transverse $0 < p_{\text{T}} < 8$ GeV/ $c$ . . . . .	121
4.3	Valeurs moyennes du nombre de $J/\psi$ en fonction des différentes classes de centralité pour les intervalles en impulsion transverse $0 < p_{\text{T}} < 2$ GeV/ $c$ (gauche), $2 < p_{\text{T}} < 5$ GeV/ $c$ (droite) et $5 < p_{\text{T}} < 8$ GeV/ $c$ (bas) avec l'intervalle en rapidité $2,5 < y < 4$ . . . . .	122

4.4	Valeurs moyennes du nombre de $J/\psi$ en fonction de l'impulsion transverse pour les classes de centralité 0-20% (gauche), 20-40% (droite) et 40-90% (bas) avec l'intervalle en rapidité $2,5 < y < 4$ .	122
5.1	Résumé des différentes sources d'incertitudes systématiques liées à l'efficacité de détection du spectromètre à muons.	144
5.2	Valeurs de l'incertitude systématique associée aux paramétrisations MC en fonction de $p_T$ et $y$ .	145
5.3	Valeurs de la correction en acceptance efficacité extraite des simulations <i>enrichies</i> en fonction de la centralité de la collision (haut), de l'impulsion transverse des $J/\psi$ (gauche) et de leur rapidité (droite).	148
6.1	Résultats du facteur de normalisation $F_{\text{norm}}$ intégré sur la période LHC11h en fonction des différentes classes de déclenchement avec et sans correction en centralité.	152
6.2	Comparaison des nombres d'événements équivalent MB calculés avec les deux méthodes à partir des trois classes de déclenchement MB, Centrale et Semi-centrale dans leur intervalle de centralité respectif.	153
7.1	Résumé des résultats concernant $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$ à $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$ TeV [228].	162
7.2	Résumé des différentes sources d'incertitudes systématiques liées au calcul de $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$ [228].	163
7.3	Résumé des différentes sources d'incertitudes systématiques liées à la détermination du facteur de modification nucléaire du $J/\psi$ .	165
7.4	Différence relative (%) entre les résultats du $R_{\text{AA}}$ du $J/\psi$ avec et sans coupure sur l'impulsion transverse des dimuons, en fonction de la centralité (gauche), pour le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ , et en fonction de la rapidité (droite), pour la classe de centralité 0-90%.	195
8.1	Valeurs moyennes du nombre de $J/\psi$ en fonction de l'impulsion transverse pour les classes de centralité 0-20% (gauche), 20-40% (droite) et 40-90% (bas) dans le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ .	199
8.2	Valeurs de la correction en acceptance efficacité extraites des simulations <i>enrichies</i> , en fonction de l'impulsion transverse des $J/\psi$ pour les classes de centralité 0-20% (gauche), 20-40% (droite) et 40-90% (bas), dans le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ .	200
A.1	Liste des 136 runs satisfaisant les conditions de la tâche d'assurance qualité.	215
B.1	Valeurs des paramètres associés aux queues de distribution de la fonction CB2, extraites à partir des simulations <i>enrichies</i> et <i>pures</i> , en fonction des différents intervalles cinématiques étudiés.	220
B.2	Valeurs des paramètres associés aux queues de distribution de la fonction CB2, extraites à partir des simulations <i>enrichies</i> .	220

C.1	Valeurs du facteur de modification nucléaire et du taux de la production inclusive de $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$ TeV, en fonction de la centralité, pour l'intervalle en impulsion transverse $0 < p_{\text{T}} < 8$ GeV/ $c$ et le domaine en rapidité $2,5 < y < 4$ . . . . .	221
C.2	Valeurs du facteur de modification nucléaire et du taux de la production inclusive de $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$ TeV, en fonction de la centralité, pour les domaines de rapidité $2,5 < y < 3$ (haut), $3 < y < 3,5$ (milieu) et $3,5 < y < 4$ (bas), dans l'intervalle en impulsion transverse $0 < p_{\text{T}} < 8$ GeV/ $c$ . . . . .	222
C.3	Valeurs du facteur de modification nucléaire et du taux de la production inclusive de $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$ TeV, en fonction de la centralité, pour les intervalles en impulsion transverse $0 < p_{\text{T}} < 2$ GeV/ $c$ (haut), $2 < p_{\text{T}} < 5$ GeV/ $c$ (milieu) et $5 < p_{\text{T}} < 8$ GeV/ $c$ (bas), dans le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ . . . . .	223
C.4	Valeurs du facteur de modification nucléaire et du taux de la production inclusive de $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$ TeV, en fonction de la rapidité, pour la classe de centralité 0-90% et l'intervalle en impulsion transverse $0 < p_{\text{T}} < 8$ GeV/ $c$ . . . . .	224
C.5	Valeurs du facteur de modification nucléaire et du taux de la production inclusive de $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$ TeV, en fonction de l'impulsion transverse, pour la classe de centralité 0-90% et le domaine en rapidité $2,5 < y < 4$ . . . . .	224
C.6	Valeurs du facteur de modification nucléaire et du taux de la production inclusive de $J/\psi$ , mesurée dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$ TeV, en fonction de l'impulsion transverse, pour les classes de centralité 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas), dans le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ . . . . .	225
C.7	Valeurs du taux de production inclusive de $J/\psi$ mesuré dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$ TeV, en fonction de l'impulsion transverse, pour les classes de centralité 0-20% (haut), 20-40% (milieu) et 40-90% (bas), dans le domaine de rapidité $2,5 < y < 4$ . . . . .	226



# Bibliographie

- [1] Georges Niobey (dir.) Louis Guilbert, René Lagane. *Grand Larousse de la langue française*. Paris: Larousse, 1971-1978. *Cité page 17*
- [2] H. Fritzsch, Murray Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the color octet gluon picture. *Phys.Lett.*, **B47**:365–368, 1973. doi:10.1016/0370-2693(73)90625-4. *Cité page 18*
- [3] M.E. Peskin and D.V. Schroeder. *An introduction to quantum field theory*. Advanced book classics. Addison-Wesley Publishing Company, 1995. URL: <http://books.google.fr/books?id=i35LALNOGosC>. *Cité page 18*
- [4] A. Einstein. Zur elektrodynamik bewegter körper. *Annalen der Physik*, **17**:891–921, 1905. doi:10.1002/andp.19053221004. *Cité page 18*
- [5] A. Einstein. Die grundlage der allgemeinen relativitätstheorie. *Annalen der Physik*, **49**:769–822, 1916. doi:10.1002/andp.19163540702. *Cité page 18*
- [6] W. Heisenberg. Über quantentheoretische umdeutung kinematischer und mechanischer beziehungen. *Zeitschrift für Physik*, **33**:879–893, 1925. doi:10.1002/andp.19163540702. *Cité page 18*
- [7] E. Schrödinger. An undulatory theory of the mechanics of atoms and molecules. *Phys.Rev.*, **28**:1049–1070, 1926. doi:10.1103/PhysRev.28.1049. *Cité page 18*
- [8] P. Dirac. *The principles of quantum mechanics 1re éd.* International Series of Monographs on Physics. Clarendon Press, 1930. *Cité page 18*
- [9] C. N. Yang and R. L. Mills. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance. *Phys.Rev.*, **96**:191–195, Oct 1954. doi:10.1103/PhysRev.96.191. *Cité page 18*
- [10] Conor Houghton. *Yang-Mills theory*. Encyclopedia of Nonlinear Science (Routledge, New York), 2005. *Cité page 18*
- [11] Steven Weinberg. Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions. *Rev.Mod.Phys.*, **52**:515–523, 1980. doi:10.1103/RevModPhys.52.515. *Cité page 18*

- [12] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys.Rev.Lett.*, **13**:508–509, Oct 1964. doi:10.1103/PhysRevLett.13.508. Cité page 18
- [13] B. Moussallam. *Symétrie chirale en QCD et théorie effective de basse énergie*. IN2P3, Maubuisson, France, 2006. PTH. URL: <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00078715>. Cité page 18
- [14] Gilles Cohen-Tannoudji. Histoire, actualité et horizons du modèle standard. Licence et magistère de Physique, Université Paris-Sud. Cité page 18
- [15] Michael E. Peskin. Supersymmetry in elementary particle physics. In *C06-06-04*, pages 609–704, 2008. arXiv:0801.1928. Cité page 20
- [16] M.B. Green, J.H. Schwarz, and E. Witten. *Superstring theory, 2 vols*. Cambridge Monographs on Mathematical Physics. Cambridge University Press, 1988. URL: <http://books.google.co.in/books?id=ItVsHqjJo4gC>. Cité page 20
- [17] Georges 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.*, **B716**:1–29, 2012. arXiv:1207.7214, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020. Cité page 20
- [18] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, **B716**:30–61, 2012. arXiv:1207.7235, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021. Cité page 20
- [19] L.D. Landau and I. Ya. Pomeranchuk. On point interactions in quantum electrodynamics. *Dokl.Akad.Nauk Ser.Fiz.*, **102**:489, 1955. Cité page 23
- [20] Siegfried Bethke. World summary of  $\alpha_s$  (2012). *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, **234**:229–234, 2013. arXiv:1210.0325, doi:10.1016/j.nuclphysbps.2012.12.020. 2 citations pages 23 et 227
- [21] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, Charles B. Thorn, and V.F. Weisskopf. A new extended model of hadrons. *Phys.Rev.*, **D9**:3471–3495, 1974. doi:10.1103/PhysRevD.9.3471. Cité page 25
- [22] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. I. *Phys.Rev.*, **122**:345–358, Apr 1961. doi:10.1103/PhysRev.122.345. Cité page 25
- [23] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. II. *Phys.Rev.*, **124**:246–254, Oct 1961. doi:10.1103/PhysRev.124.246. Cité page 25
- [24] Uwe-Jens Wiese. An introduction to lattice field theory. 2009. 2 citations pages 25 et 27
- [25] Kadanoff, Leo P. and Gotze, Wolfgang and Hamblen, David and Hecht, Robert and Lewis, E.A.S. and others. Static phenomena near critical points: theory and experiment. *Rev.Mod.Phys.*, **39**:395–431, 1967. doi:10.1103/RevModPhys.39.395. Cité page 26
- [26] A. Bazavov, T. Bhattacharya, M. Cheng, N.H. Christ, C. DeTar, et al. Equation of state and QCD transition at finite temperature. *Phys.Rev.*, **D80**:014504, 2009. arXiv:0903.4379, doi:10.1103/PhysRevD.80.014504. 2 citations pages 27 et 29

- [27] Frithjof Karsch. Lattice qcd at high temperature and density. *Lect.Notes Phys.*, **583**:209–249, 2002. [arXiv:hep-lat/0106019](#). Cité page 28
- [28] Simon Hands. The phase diagram of QCD. *Contemp. Phys.*, **42**:209–225, 2001. [doi:10.1080/00107510110063843](#). 2 citations pages 28 et 227
- [29] Helmut Satz. The thermodynamics of quarks and gluons. *Lect.Notes Phys.*, **785**:1–21, 2010. [arXiv:0803.1611](#), [doi:10.1007/978-3-642-02286-9\\_1](#). 3 citations pages 28, 29, et 227
- [30] P. Braun-Munzinger and J. Stachel. Probing the phase boundary between hadronic matter and the quark gluon plasma in relativistic heavy ion collisions. *Nucl.Phys.*, **A606**:320–328, 1996. [arXiv:nucl-th/9606017](#), [doi:10.1016/0375-9474\(96\)00198-4](#). Cité page 29
- [31] Bernd-Jochen Schaefer and Mathias Wagner. On the QCD phase structure from effective models. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, **62**:381, 2009. [arXiv:0812.2855](#), [doi:10.1016/j.pnpnp.2008.12.009](#). Cité page 29
- [32] K. Yagi, T. Hatsuda, and Y. Miake. Quark-gluon plasma: from big bang to little bang. *Camb.Monogr.Part.Phys.Nucl.Phys.Cosmol.*, **23**:1–446, 2005. Cité page 29
- [33] Stefan B. Ruester, Verena Werth, Michael Buballa, Igor A. Shovkovy, and Dirk H. Rischke. The phase diagram of neutral quark matter: self-consistent treatment of quark masses. *Phys.Rev.*, **D72**:034004, 2005. [arXiv:hep-ph/0503184](#), [doi:10.1103/PhysRevD.72.034004](#). Cité page 30
- [34] Fu-Ming Liu and Klaus Werner. On QGP formation in pp collisions at 7 TeV. *J.Phys.*, **G38**:124183, 2011. [arXiv:1106.5909](#), [doi:10.1088/0954-3899/38/12/124183](#). Cité page 30
- [35] Edward V. Shuryak. Quark-Gluon Plasma and hadronic production of leptons, photons and pions. *Phys.Lett.*, **B78**:150, 1978. [doi:10.1016/0370-2693\(78\)90370-2](#). Cité page 31
- [36] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: the central rapidity region. *Phys.Rev. D*, **27**:140–151, Jan 1983. [doi:10.1103/PhysRevD.27.140](#). Cité page 31
- [37] F.D. Aaron et al. Inclusive deep inelastic scattering at high  $Q^2$  with longitudinally polarised lepton beams at HERA. *JHEP*, **1209**:061, 2012. [arXiv:1206.7007](#), [doi:10.1007/JHEP09\(2012\)061](#). 3 citations pages 31, 32, et 227
- [38] Nestor Armesto. Nuclear shadowing. *J.Phys.*, **G32**:R367–R394, 2006. [arXiv:hep-ph/0604108](#), [doi:10.1088/0954-3899/32/11/R01](#). 2 citations pages 31 et 53
- [39] Gelis, Francois and Iancu, Edmond and Jalilian-Marian, Jamal and Venugopalan, Raju. The Color Glass Condensate. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, **60**:463–489, 2010. [arXiv:1002.0333](#), [doi:10.1146/annurev.nucl.010909.083629](#). Cité page 31
- [40] L.V. Gribov, E.M. Levin, and M.G. Ryskin. Semihard processes in QCD. *Phys.Rept.*, **100**:1–150, 1983. [doi:10.1016/0370-1573\(83\)90022-4](#). Cité page 31

- [41] Hans-Joachim Drescher and Yasushi Nara. Eccentricity fluctuations from the color glass condensate at RHIC and LHC. *Phys.Rev.*, **C76**:041903, 2007. [arXiv:0707.0249](#), [doi:10.1103/PhysRevC.76.041903](#).  
*Cité page 32*
- [42] V.N. Gribov and L.N. Lipatov.  $e^+e^-$  pair annihilation and deep inelastic  $ep$  scattering in perturbation theory. *Sov.J.Nucl.Phys.*, **15**:675–684, 1972.  
*Cité page 33*
- [43] Guido Altarelli and G. Parisi. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl.Phys.*, **B126**:298, 1977. [doi:10.1016/0550-3213\(77\)90384-4](#).  
*Cité page 33*
- [44] Alfred H. Mueller and Jian-wei Qiu. Gluon recombination and shadowing at small values of  $x$ . *Nucl.Phys.*, **B268**:427, 1986. [doi:10.1016/0550-3213\(86\)90164-1](#).  
*Cité page 33*
- [45] L.N. Lipatov. Reggeization of the vector meson and the vacuum singularity in nonabelian gauge theories. *Sov.J.Nucl.Phys.*, **23**:338–345, 1976.  
*Cité page 33*
- [46] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, and Victor S. Fadin. The pomeron singularity in nonabelian gauge theories. *Sov.Phys.JETP*, **45**:199–204, 1977.  
*Cité page 33*
- [47] I.I. Balitsky and L.N. Lipatov. The pomeron singularity in quantum chromodynamics. *Sov.J.Nucl.Phys.*, **28**:822–829, 1978. *Cité page 33*
- [48] Giorgio Torrieri and Johann Rafelski. Strange hadron resonances as a signature of freezeout dynamics. *Phys.Lett.*, **B509**:239–245, 2001. [arXiv:hep-ph/0103149](#), [doi:10.1016/S0370-2693\(01\)00492-0](#).  
*Cité page 34*
- [49] Wojciech Broniowski, Wojciech Florkowski, and Brigitte Hiller. Thermal analysis of production of resonances in relativistic heavy-ion collisions. *Phys.Rev. C*, **68**:034911, Sep 2003. [doi:10.1103/PhysRevC.68.034911](#).  
*Cité page 34*
- [50] Raphaël Granier de Cassagnac. Le Plasma de Quarks et de Gluons sondes prédites et étudiées au SPS. *Cours de l'école Joliot-Curie de physique nucléaire*, 2005.  
*2 citations pages 36 et 235*
- [51] Laure Massacrier. La physique des dimuons dans ALICE au LHC: analyse en collisions pp ( $\sqrt{s_{NN}} = 7$  TeV) et Pb-Pb ( $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV) des résonances de basses masses ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ) et étude d'un trajectographe en pixels de Silicium dans l'ouverture du spectromètre. 2011.  
*3 citations pages 36, 37, et 235*
- [52] S.A. Bass, M. Gyulassy, Horst Stoecker, and W. Greiner. Signatures of quark gluon plasma formation in high-energy heavy ion collisions: a critical review. *J.Phys.*, **G25**:R1–R57, 1999. [arXiv:hep-ph/9810281](#), [doi:10.1088/0954-3899/25/3/013](#).  
*Cité page 36*
- [53] Robert D. Pisarski. Phenomenology of the chiral phase transition. *Phys.Lett.*, **B110**:155, 1982. [doi:10.1016/0370-2693\(82\)91025-5](#).  
*Cité page 36*
- [54] Robert D. Pisarski and Frank Wilczek. Remarks on the chiral phase transition in chromodynamics. *Phys.Rev.*, **D29**:338–341, 1984. [doi:10.1103/PhysRevD.29.338](#).  
*Cité page 36*

- [55] S. Damjanovic. First measurement of the  $\rho$  spectral function in nuclear collisions. *Eur.Phys.J.*, **C49**:235–241, 2007. [arXiv:nucl-ex/0609026](#), [doi:10.1140/epjc/s10052-006-0060-2](#). 2 citations pages 37 et 228
- [56] E.L. Bratkovskaya, W. Cassing, and O. Linnyk. Low mass dilepton production at ultrarelativistic energies. *Phys.Lett.*, **B670**:428–433, 2009. [arXiv:0805.3177](#), [doi:10.1016/j.physletb.2008.11.034](#). 2 citations pages 37 et 228
- [57] Johann Rafelski and Berndt Müller. Strangeness production in the quark-gluon plasma. *Phys.Rev.Lett.*, **48**:1066–1069, Apr 1982. [doi:10.1103/PhysRevLett.48.1066](#). Cité page 37
- [58] P. Koch, Berndt Muller, and Johann Rafelski. Strangeness in relativistic heavy ion collisions. *Phys.Rept.*, **142**:167–262, 1986. [doi:10.1016/0370-1573\(86\)90096-7](#). Cité page 37
- [59] Ladislav Sandor et al. Results on hyperon production from the NA57 experiment. *Acta Phys.Hung.*, **A22**:113–120, 2005. [arXiv:nucl-ex/0404030](#). 3 citations pages 37, 38, et 228
- [60] A. Capella. Standard sources of particle production in heavy ion collisions. *Acta Phys.Polon.*, **B30**:3541–3557, 1999. [arXiv:hep-ph/9910219](#). Cité page 38
- [61] L. Van Hove. Multiplicity dependence of  $p_T$  spectrum as a possible signal for a phase transition in hadronic collisions. *Phys.Lett.*, **B118**:138, 1982. [doi:10.1016/0370-2693\(82\)90617-7](#). Cité page 38
- [62] Jean-Yves Ollitrault. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys.Rev.*, **D46**:229–245, 1992. [doi:10.1103/PhysRevD.46.229](#). Cité page 38
- [63] S. Voloshin and Y. Zhang. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions. *Z.Phys.*, **C70**:665–672, 1996. [arXiv:hep-ph/9407282](#), [doi:10.1007/s002880050141](#). Cité page 38
- [64] You Zhou. Anisotropic flow of identified particles in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ALICE detector. 2013. [arXiv:1309.3237](#). 2 citations pages 39 et 228
- [65] A. Adare et al. Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV. *Phys.Rev.Lett.*, **98**:162301, 2007. [arXiv:nucl-ex/0608033](#), [doi:10.1103/PhysRevLett.98.162301](#). Cité page 39
- [66] Ulrich Heinz, Chun Shen, and Huichao Song. The viscosity of quark-gluon plasma at RHIC and the LHC. *AIP Conf.Proc.*, **1441**:766–770, 2012. [arXiv:1108.5323](#), [doi:10.1063/1.3700674](#). Cité page 39
- [67] J.D. Bjorken. Energy loss of energetic partons in Quark-Gluon Plasma: possible extinction of high  $p_T$  jets in hadron-hadron collisions. 1982. Cité page 39
- [68] Baier, R. and Dokshitzer, Yu. L. and Mueller, A. H. and Schiff, D. Radiative energy loss of high energy partons traversing an expanding QCD plasma. *Phys.Rev. C*, **58**:1706–1713, Sep 1998. [doi:10.1103/PhysRevC.58.1706](#). Cité page 39

- [69] Munshi G. Mustafa. Energy loss of charm quarks in the quark-gluon plasma: collisional versus radiative. *Phys.Rev.*, **C72**:014905, 2005. [arXiv:hep-ph/0412402](#), [doi:10.1103/PhysRevC.72.014905](#).  
*Cité page 39*
- [70] Magdalena Djordjevic. Collisional energy loss in a finite size QCD matter. *Phys.Rev.*, **C74**:064907, 2006. [arXiv:nucl-th/0603066](#), [doi:10.1103/PhysRevC.74.064907](#).  
*Cité page 39*
- [71] François Arleo, Rodion Kolevatov, Stéphane Peigné, and Maryam Rostamova. Centrality and  $p_T$  dependence of  $J/\psi$  suppression in proton-nucleus collisions from parton energy loss. *JHEP*, **1305**:155, 2013. [arXiv:1304.0901](#), [doi:10.1007/JHEP05\(2013\)155](#).  
*Cité page 39*
- [72] Serguei Chatrchyan et al. Study of high- $p_T$  charged particle suppression in PbPb compared to  $pp$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Eur.Phys.J.*, **C72**:1945, 2012. [arXiv:1202.2554](#), [doi:10.1140/epjc/s10052-012-1945-x](#).  
*3 citations pages 39, 40, et 228*
- [73] Rishi Sharma and Ivan Vitev. High transverse momentum quarkonium production and dissociation in heavy ion collisions. *Phys.Rev.*, **C87**:044905, 2013. [arXiv:1203.0329](#), [doi:10.1103/PhysRevC.87.044905](#).  
*Cité page 40*
- [74] C. Adler and 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**:082302, Feb 2003. [doi:10.1103/PhysRevLett.90.082302](#).  
*Cité page 41*
- [75] Xin-Nian Wang, Zheng Huang, and Ina Sarcevic. Jet quenching in the direction opposite to a tagged photon in high-energy heavy-ion collisions. *Phys.Rev.Lett.*, **77**:231–234, Jul 1996. [doi:10.1103/PhysRevLett.77.231](#).  
*Cité page 41*
- [76] Serguei Chatrchyan et al. Studies of jet quenching using isolated-photon+jet correlations in PbPb and  $pp$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys.Lett.*, **B718**:773–794, 2013. [arXiv:1205.0206](#), [doi:10.1016/j.physletb.2012.11.003](#).  
*Cité page 41*
- [77] J. Adams and al. Evidence from  $d + Au$  measurements for final-state suppression of high- $p_t$  hadrons in Au + Au collisions at rhic. *Phys.Rev.Lett.*, **91**:072304, Aug 2003. [doi:10.1103/PhysRevLett.91.072304](#).  
*2 citations pages 41 et 228*
- [78] J.J. Aubert et al. Experimental observation of a heavy particle J. *Phys.Rev.Lett.*, **33**:1404–1406, 1974. [doi:10.1103/PhysRevLett.33.1404](#).  
*Cité page 42*
- [79] J.E. Augustin et al. Discovery of a narrow resonance in  $e^+e^-$  annihilation. *Phys.Rev.Lett.*, **33**:1406–1408, 1974. [doi:10.1103/PhysRevLett.33.1406](#).  
*Cité page 42*
- [80] Y. Lemoigne and al. Measurement of hadronic production of the  $\chi_1^{++}(3507)$  and the  $\chi_2^{++}(3553)$  through their radiative decay to  $j/\psi$ . *Phys.Lett. B*, **113**(6):509–512, 1982. [doi:http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90795-X](#).  
*Cité page 42*
- [81] Antoniazzi, L. and al. Measurement of  $J/\psi$  and  $\psi'$  production in 300-GeV/ $c$  proton, antiproton, and  $\pi^\pm$  interactions with nuclei.

- Phys.Rev. D*, **46**:4828–4835, Dec 1992. doi:{10.1103/PhysRevD.46.4828}. Cité page 42
- [82] Antoniazzi, L. and al. Production of  $J/\psi$  via  $\psi'$  and  $\chi$  decay in 300 GeV/ $c$  proton- and  $\pi^\pm$ -nucleon interactions. *Phys.Rev.Lett.*, **70**:383–386, Jan 1993. doi:{10.1103/PhysRevLett.70.383}. Cité page 42
- [83] A. Zoccoli et al. Charm, beauty and charmonium production at HERA-B. *Eur.Phys.J.*, **C43**:179–186, 2005. doi:10.1140/epjc/s2005-02308-8. Cité page 42
- [84] Steve Jacobs, M. G. Olsson, and Casimir Suchyta. Comparing the schrodinger and spinless salpeter equations for heavy-quark bound states. *Phys.Rev. D*, **33**:3338–3348, Jun 1986. doi:10.1103/PhysRevD.33.3338. Cité page 42
- [85] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K.D. Lane, and Tung-Mow Yan. Charmonium: the model. *Phys.Rev.*, **D17**:3090, 1978. doi:10.1103/PhysRevD.17.3090, 10.1103/PhysRevD.21.313. Cité page 42
- [86] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K.D. Lane, and Tung-Mow Yan. Charmonium: comparison with experiment. *Phys.Rev.*, **D21**:203, 1980. doi:10.1103/PhysRevD.21.203. Cité page 42
- [87] Helmut Satz. Colour deconfinement and quarkonium binding. *J.Phys.*, **G32**:R25, 2006. arXiv:hep-ph/0512217, doi:10.1088/0954-3899/32/3/R01. 5 citations pages 43, 49, 52, 228, et 235
- [88] J.P. Lansberg.  $J/\psi$ ,  $\psi'$  and  $v$  production at hadron colliders: A Review. *Int.J.Mod.Phys.*, **A21**:3857–3916, 2006. arXiv:hep-ph/0602091, doi:10.1142/S0217751X06033180. Cité page 44
- [89] F. Riek and R. Rapp. Quarkonia and Heavy-Quark relaxation times in the Quark-Gluon Plasma. *Phys.Rev.*, **C82**:035201, 2010. arXiv:1005.0769, doi:10.1103/PhysRevC.82.035201. 2 citations pages 44 et 178
- [90] Berger, Edmond L. and Jones, D. Inelastic photoproduction of  $J/\psi$  and  $v$  by gluons. *Phys.Rev. D*, **23**:1521–1530, Apr 1981. doi:{10.1103/PhysRevD.23.1521}. Cité page 44
- [91] R. Baier and R. Ruckl. Hadronic production of  $j/\psi$  and  $v$ : transverse momentum distributions. *Phys.Lett. B*, **102**(5):364–370, 1981. doi:http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(81)90636-5. Cité page 44
- [92] M. Vanttinen, P. Hoyer, S. J. Brodsky, and W.-K. Tang. Hadroproduction and polarization of charmonium. *Phys.Rev. D*, **51**:3332–3339, Apr 1995. doi:10.1103/PhysRevD.51.3332. Cité page 44
- [93] Daniel M. Kaplan. Charmonium production in Fermilab E789. *Int.J.Mod.Phys.*, **A12**:3827–3836, 1997. arXiv:hep-ex/9610003, doi:10.1142/S0217751X97001985. Cité page 44
- [94] Harald Fritzsch. Producing heavy quark flavors in hadronic collisions: a test of quantum chromodynamics. *Phys.Lett.*, **B67**:217, 1977. doi:10.1016/0370-2693(77)90108-3. Cité page 44
- [95] H. Satz and X.N. Wang. Hard processes in hadronic interactions. *Int.J.Mod.Phys.*, **A10**:2881–2883, 1995. doi:10.1142/S0217751X95001376. Cité page 45

- [96] M. Bedjidian, D. Blaschke, Geoffrey T. Bodwin, N. Carrer, B. Cole, et al. Hard probes in heavy ion collisions at the LHC: Heavy flavor physics. 2004. [arXiv:hep-ph/0311048](#). *Cité page 45*
- [97] G. Peter Lepage, Lorenzo Magnea, Charles Nakhleh, Ulrika Magnea, and Kent Hornbostel. Improved nonrelativistic qcd for heavy-quark physics. *Phys.Rev. D*, **46**:4052–4067, Nov 1992. [doi:10.1103/PhysRevD.46.4052](#). *Cité page 45*
- [98] Geoffrey T. Bodwin, Eric Braaten, and G. Peter Lepage. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys.Rev. D*, **51**:1125–1171, Feb 1995. [doi:10.1103/PhysRevD.51.1125](#). *Cité page 45*
- [99] Eric Braaten and Sean Fleming. Color-Octet fragmentation and the  $\psi'$  surplus at the Fermilab Tevatron. *Phys.Rev.Lett.*, **74**:3327–3330, Apr 1995. [doi:10.1103/PhysRevLett.74.3327](#). *Cité page 45*
- [100] W.E. Caswell and G.P. Lepage. Effective lagrangians for bound state problems in QED, QCD, and other field theories. *Phys.Lett. B*, **167**(4):437–442, 1986. *Cité page 45*
- [101] B. A. Thacker and G. Peter Lepage. Heavy-quark bound states in lattice QCD. *Phys.Rev. D*, **43**:196–208, Jan 1991. [doi:10.1103/PhysRevD.43.196](#). *Cité page 45*
- [102] Gerhard Baur, Kai Hencken, and Dirk Trautmann. Photon-photon and photon-hadron interactions at relativistic heavy ion colliders. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, **42**:357–366, 1999. [arXiv:nucl-th/9810078](#), [doi:10.1016/S0146-6410\(99\)00089-7](#). *Cité page 46*
- [103] A.J. Baltz, G. Baur, D. d’Enterria, L. Frankfurt, F. Gelis, et al. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC. *Phys.Rept.*, **458**:1–171, 2008. [arXiv:0706.3356](#), [doi:10.1016/j.physrep.2007.12.001](#). *Cité page 46*
- [104] Spencer R. Klein and Joakim Nystrand. Photoproduction of quarkonium in proton proton and nucleus nucleus collisions. *Phys.Rev.Lett.*, **92**:142003, 2004. [arXiv:hep-ph/0311164](#), [doi:10.1103/PhysRevLett.92.142003](#). *Cité page 46*
- [105] L. Frankfurt, M. Strikman, and M. Zhalov. Fading out of  $J/\psi$  color transparency in high-energy heavy ion peripheral collisions. *Phys.Lett.*, **B540**:220–226, 2002. [arXiv:hep-ph/0111221](#), [doi:10.1016/S0370-2693\(02\)02154-8](#). *Cité page 46*
- [106] V. Rebyakova, M. Strikman, and M. Zhalov. Coherent  $\rho$  and  $J/\psi$  photoproduction in ultraperipheral processes with electromagnetic dissociation of heavy ions at RHIC and LHC. *Phys.Lett.*, **B710**:647–653, 2012. [arXiv:1109.0737](#), [doi:10.1016/j.physletb.2012.03.041](#). *Cité page 46*
- [107] Louis Kluberg and Helmut Satz. Color deconfinement and charmonium production in nuclear collisions. 2009. [arXiv:0901.3831](#). *4 citations pages 47, 48, 49, et 56*
- [108] Ralf Rapp and Hendrik van Hees. Heavy quarks in the Quark-Gluon Plasma. 2009. [arXiv:0903.1096](#). *2 citations pages 47 et 56*

- [109] N. Brambilla and al. Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities. *The European Physical Journal C*, **71**(2):1–178, 2011. doi:10.1140/epjc/s10052-010-1534-9. 4 citations pages 47, 56, 58, et 229
- [110] T. Matsui and H. Satz.  $J/\psi$  suppression by Quark-Gluon Plasma formation. *Phys.Lett.*, **B178**:416, 1986. doi:10.1016/0370-2693(86)91404-8. 2 citations pages 47 et 159
- [111] Olaf Kaczmarek, Shinji Ejiri, Frithjof Karsch, Edwin Laermann, and Felix Zantow. Heavy quark free energies and the renormalized Polyakov loop in full QCD. *Prog.Theor.Phys.Suppl.*, **153**:287–294, 2004. arXiv:hep-lat/0312015, doi:10.1143/PTPS.153.287. 2 citations pages 48 et 228
- [112] Olaf Kaczmarek and Felix Zantow. Static quark-antiquark interactions in zero and finite temperature QCD: I. Heavy quark free energies, running coupling, and quarkonium binding. *Phys.Rev. D*, **71**:114510, Jun 2005. doi:10.1103/PhysRevD.71.114510. 2 citations pages 48 et 228
- [113] Helmut Satz. Probing the states of matter in QCD. *Int.J.Mod.Phys.*, **A28**:1330043, 2013. arXiv:1310.1209, doi:10.1142/S0217751X13300433. Cité page 49
- [114] S. Digal, P. Petreczky, and H. Satz. Quarkonium feed down and sequential suppression. *Phys.Rev.*, **D64**:094015, 2001. arXiv:hep-ph/0106017, doi:10.1103/PhysRevD.64.094015. Cité page 50
- [115] R.L. Thews. Quarkonium production via recombination. *Nucl.Phys.*, **A783**:301–308, 2007. arXiv:hep-ph/0609121, doi:10.1016/j.nuclphysa.2006.11.084. Cité page 50
- [116] R.L. Thews. Quarkonium formation at high-energy. *Nucl.Phys.*, **A702**:341–345, 2002. arXiv:hep-ph/0111015, doi:10.1016/S0375-9474(02)00721-2. Cité page 50
- [117] First SaporeGravis Workshop Helmut Satz. Quarkonium analysis of nuclear collisions. URL: <https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=73&sessionId=5&resId=0&materialId=slides&confId=247609>. 2 citations pages 50 et 228
- [118] E.G. Ferreira. Charmonium dissociation and recombination at LHC: revisiting comovers. 2012. arXiv:1210.3209. 9 citations pages 51, 56, 178, 179, 180, 183, 184, 232, et 233
- [119] ALICE Collaboration. ALICE: Physics Performance Report, Volume II. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, **32**(10):1295, 2006. URL: <http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=10/a=001>. Cité page 51
- [120] S. Adler. Centrality dependence of charm production from a measurement of single electrons in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev.Lett.*, **94**:082301, Mar 2005. doi:10.1103/PhysRevLett.94.082301. Cité page 51
- [121] Guy D. Moore and Derek Teaney. How much do heavy quarks thermalize in a heavy ion collision? *Phys.Rev.*, **C71**:064904, 2005. arXiv:hep-ph/0412346, doi:10.1103/PhysRevC.71.064904. Cité page 51
- [122] Clement GOMBEAUD. Thermalisation dans les collisions d’ions-lourds ultra-relativistes. 2010. Cité page 51

- [123] Stanley J. Brodsky and A.H. Mueller. Using nuclei to probe hadronization in QCD. *Phys.Lett. B*, **206**(4):685–690, 1988. doi:10.1016/0370-2693(88)90719-8. Cited page 51
- [124] Peter Koch, Ulrich Heinz, and Jan Pisut.  $\phi$ -enhancement and  $J/\psi$  suppression in nuclear collisions by rescattering of secondary hadrons. *Phys.Lett. B*, **243**(1,2):149–157, 1990. doi:10.1016/0370-2693(90)90972-9. 2 citations pages 51 et 52
- [125] A. Capella, A. Kaidalov, A. Kouider Akil, and C. Gerschel.  $J/\psi$  and  $\psi'$  suppression in heavy ion collisions. *Phys.Lett.*, **B393**:431–436, 1997. arXiv:hep-ph/9607265, doi:10.1016/S0370-2693(96)01650-4. 3 citations pages 51, 52, et 178
- [126] N. Armesto and A. Capella. A quantitative reanalysis of charmonium suppression in nuclear collisions. *Phys.Lett. B*, **430**(1,2):23–31, 1998. doi:10.1016/S0370-2693(98)00487-0. Cited page 51
- [127] N. Armesto, A. Capella, and E. G. Ferreira. Charmonium suppression in lead-lead collisions: is there a break in the  $J/\psi$  cross section? *Phys.Rev. C*, **59**:395–404, Jan 1999. doi:10.1103/PhysRevC.59.395. Cited page 51
- [128] D. Kharzeev and H. Satz. Quarkonium interactions in hadronic matter. *Phys.Lett.*, **B334**:155–162, 1994. arXiv:hep-ph/9405414, doi:10.1016/0370-2693(94)90604-1. Cited page 51
- [129] F. Becattini, L. Maiani, F. Piccinini, A.D. Polosa, and V. Riquer. Correlating strangeness enhancement and  $J/\psi$  suppression in heavy ion collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$  GeV. *Phys.Lett.*, **B632**:233–237, 2006. arXiv:hep-ph/0508188, doi:10.1016/j.physletb.2005.10.053. Cited page 52
- [130] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, and P.V. Ruuskanen. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl.Phys.*, **B535**:351–371, 1998. arXiv:hep-ph/9802350, doi:10.1016/S0550-3213(98)00589-6. 2 citations pages 53 et 228
- [131] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, and C.A. Salgado. The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications. *Eur.Phys.J.*, **C9**:61–68, 1999. arXiv:hep-ph/9807297, doi:10.1007/s100520050513. 2 citations pages 53 et 177
- [132] D. de Florian and R. Sassot. Nuclear parton distributions at next-to-leading order. *Phys.Rev.*, **D69**:074028, 2004. arXiv:hep-ph/0311227, doi:10.1103/PhysRevD.69.074028. Cited page 53
- [133] Kari J. Eskola, Hannu Paukkunen, and Carlos A. Salgado. An improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data. *JHEP*, **0807**:102, 2008. arXiv:0802.0139, doi:10.1088/1126-6708/2008/07/102. Cited page 53
- [134] K.J. Eskola, H. Paukkunen, and C.A. Salgado. EPS09: A new generation of NLO and LO nuclear parton distribution functions. *JHEP*, **0904**:065, 2009. arXiv:0902.4154, doi:10.1088/1126-6708/2009/04/065. Cited page 53

- [135] R. Vogt. Cold nuclear matter effects on  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  production at the LHC. *Phys.Rev.*, **C81**:044903, 2010. [arXiv:1003.3497](#), [doi:10.1103/PhysRevC.81.044903](#). *3 citations pages 53, 189, et 233*
- [136] Helenius, Ilkka and Eskola, Kari J. and Honkanen, Heli and Salgado, Carlos A. Impact-parameter dependent nuclear parton distribution functions: EPS09s and EKS98s and their applications in nuclear hard processes. *JHEP*, **1207**:073, 2012. [arXiv:{1205.5359}](#), [doi:{10.1007/JHEP07\(2012\)073}](#). *Cité page 53*
- [137] C. Gerschel and J. Hufner. A contribution to the suppression of the  $j/\psi$  meson produced in high-energy nucleus-nucleus collisions. *Phys.Lett. B*, **207**(3):253–256, 1988. [doi:http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)90570-9](#). *Cité page 53*
- [138] D. Kharzeev and H. Satz. Charmonium composition and nuclear suppression. *Phys.Lett.*, **B366**:316–322, 1996. [arXiv:hep-ph/9508276](#), [doi:10.1016/0370-2693\(95\)01328-8](#). *Cité page 54*
- [139] A. Capella. Coherence effects in charmonium production off nuclei: consequences for  $J/\psi$  suppression. 2002. [arXiv:nucl-th/0207049](#). *Cité page 54*
- [140] Boris Kopeliovich, Alexander Tarasov, and Jorg Hufner. Coherence phenomena in charmonium production off nuclei at the energies of RHIC and LHC. *Nucl.Phys.*, **A696**:669–714, 2001. [arXiv:hep-ph/0104256](#), [doi:10.1016/S0375-9474\(01\)01220-9](#). *Cité page 54*
- [141] D. Kharzeev, C. Lourenco, M. Nardi, and H. Satz. A quantitative analysis of charmonium suppression in nuclear collisions. *Z.Phys.*, **C74**:307–318, 1997. [arXiv:hep-ph/9612217](#), [doi:10.1007/s002880050392](#). *Cité page 54*
- [142] R. Vogt. Shadowing and absorption effects on  $J/\psi$  production in d-A collisions. *Phys.Rev. C*, **71**:054902, May 2005. [doi:10.1103/PhysRevC.71.054902](#). *Cité page 54*
- [143] A. Capella and E.G. Ferreira.  $J/\psi$  suppression and the decrease of nuclear absorption with increasing energy. *Phys.Rev.*, **C76**:064906, 2007. [arXiv:hep-ph/0610313](#), [doi:10.1103/PhysRevC.76.064906](#). *Cité page 54*
- [144] Carlos Lourenco, Ramona Vogt, and Hermine K. Woehri. Energy dependence of  $J/\psi$  absorption in proton-nucleus collisions. *JHEP*, **0902**:014, 2009. [arXiv:0901.3054](#), [doi:10.1088/1126-6708/2009/02/014](#). *Cité page 54*
- [145] J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet, J. P. Boymond, P. A. Piroué, and R. L. Sumner. Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV. *Phys.Rev. D*, **11**:3105–3123, Jun 1975. [doi:10.1103/PhysRevD.11.3105](#). *Cité page 54*
- [146] S. Gavin and M. Gyulassy. Transverse-momentum dependence of  $J/\psi$  production in nuclear collisions. *Phys.Lett. B*, **214**(2):241–246, 1988. [doi:http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)91476-1](#). *Cité page 54*

- [147] J. Hufner, Y. Kurihara, and H.J. Pirner. Gluon multiple scattering and the transverse momentum dependence of  $J/\psi$  production in nucleus-nucleus collisions. *Phys.Lett. B*, **215**(2):218–222, 1988. doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)91423-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(88)91423-2). Cité page 54
- [148] Dmitri Kharzeev, Yuri V. Kovchegov, and Kirill Tuchin. Cronin effect and high  $p_T$  suppression in pA collisions. *Phys.Rev.*, **D68**:094013, 2003. arXiv:[hep-ph/0307037](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0307037), doi:[10.1103/PhysRevD.68.094013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.68.094013). Cité page 54
- [149] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessels, and N. Xu. Thermal equilibration and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS. *Phys.Lett. B*, **344**(1,4):43–48, 1995. doi:[10.1016/0370-2693\(94\)01534-J](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)01534-J). Cité page 55
- [150] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, and J. Stachel. Chemical equilibration in Pb + Pb collisions at the SPS. *Phys.Lett.*, **B465**:15–20, 1999. arXiv:[nuc1-th/9903010](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/9903010), doi:[10.1016/S0370-2693\(99\)01076-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)01076-X). 2 citations pages 55 et 177
- [151] P. Braun-Munzinger and J. Stachel. (Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at  $J/\psi$  suppression. *Phys.Lett.*, **B490**:196–202, 2000. arXiv:[nuc1-th/0007059](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0007059), doi:[10.1016/S0370-2693\(00\)00991-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00991-6). 2 citations pages 55 et 177
- [152] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. Statistical hadronization of charm in heavy ion collisions at SPS, RHIC and LHC. *Phys.Lett.*, **B571**:36–44, 2003. arXiv:[nuc1-th/0303036](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0303036), doi:[10.1016/j.physletb.2003.07.066](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2003.07.066). 2 citations pages 55 et 177
- [153] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. Evidence for charmonium generation at the phase boundary in ultra-relativistic nuclear collisions. *Phys.Lett.*, **B652**:259–261, 2007. arXiv:[nuc1-th/0701079](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0701079), doi:[10.1016/j.physletb.2007.07.036](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.07.036). 2 citations pages 55 et 177
- [154] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel. Thermal hadron production in relativistic nuclear collisions: the hadron mass spectrum, the horn, and the QCD phase transition. *Phys.Lett. B*, **673**(2):142–145, 2009. doi:[10.1016/j.physletb.2009.02.014](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.02.014). 2 citations pages 55 et 177
- [155] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. The thermal model on the verge of the ultimate test: particle production in Pb-Pb collisions at the LHC. *J.Phys.*, **G38**:124081, 2011. arXiv:[1106.6321](https://arxiv.org/abs/1106.6321), doi:[10.1088/0954-3899/38/12/124081](https://doi.org/10.1088/0954-3899/38/12/124081). 4 citations pages 55, 177, 179, et 232
- [156] Peter Braun-Munzinger, Krzysztof Redlich, and Johanna Stachel. Particle production in heavy ion collisions. 2003. arXiv:[nuc1-th/0304013](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0304013). 2 citations pages 55 et 177
- [157] P. Braun-Munzinger and J. Stachel. Charmonium from statistical hadronization of heavy quarks: a probe for deconfinement in the Quark-Gluon Plasma. 2009. arXiv:[0901.2500](https://arxiv.org/abs/0901.2500). Cité page 55
- [158] J. Cleymans, K. Redlich, and E. Suhonen. Canonical description of strangeness conservation and particle production. *Zeitschrift fur Physik*

- C Particles and Fields*, **51**(1):137–141, 1991. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01579571>, doi:10.1007/BF01579571. Cité page 55
- [159] Robert L. Thews, Martin Schroedter, and Johann Rafelski. Enhanced  $J/\psi$  production in deconfined quark matter. *Phys.Rev.*, **C63**:054905, 2001. [arXiv:hep-ph/0007323](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0007323), doi:10.1103/PhysRevC.63.054905. Cité page 55
- [160] Xiang-lei Zhu, Peng-fei Zhuang, and Nu Xu.  $J/\psi$  transport in QGP and  $p_T$  distribution at SPS and RHIC. *Phys.Lett.*, **B607**:107–114, 2005. [arXiv:nucl-th/0411093](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0411093), doi:10.1016/j.physletb.2004.12.023. 2 citations pages 55 et 177
- [161] Li Yan, Pengfei Zhuang, and Nu Xu. Competition between  $J/\psi$  suppression and regeneration in quark-gluon plasma. *Phys.Rev.Lett.*, **97**:232301, 2006. [arXiv:nucl-th/0608010](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0608010), doi:10.1103/PhysRevLett.97.232301. 2 citations pages 55 et 177
- [162] Yun-peng Liu, Zhen Qu, Nu Xu, and Pengfei Zhuang.  $J/\psi$  transverse momentum distribution in high energy nuclear collisions at RHIC. *Phys.Lett.*, **B678**:72–76, 2009. [arXiv:0901.2757](https://arxiv.org/abs/0901.2757), doi:10.1016/j.physletb.2009.06.006. 10 citations pages 55, 177, 179, 180, 181, 185, 187, 208, 232, et 233
- [163] Kai Zhou, Nu Xu, and Pengfei Zhuang. Transverse momentum distribution as a probe of production mechanism in heavy ion collisions. *Nuclear Physics A*, **834**:249c–252c, 2010. The 10th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions (NN2009). doi:10.1016/j.nuclphysa.2009.12.051. Cité page 55
- [164] L. Grandchamp and R. Rapp. Charmonium suppression and regeneration from SPS to RHIC. *Nucl.Phys.*, **A709**:415–439, 2002. [arXiv:hep-ph/0205305](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0205305), doi:10.1016/S0375-9474(02)01027-8. Cité page 55
- [165] Loic Grandchamp, Ralf Rapp, and Gerald E. Brown. In-medium effects on charmonium production in heavy-ion collisions. *Phys.Rev.Lett.*, **92**:212301, May 2004. doi:10.1103/PhysRevLett.92.212301. Cité page 55
- [166] Xingbo Zhao and Ralf Rapp. Charmonium in medium: from correlators to experiment. *Phys.Rev.*, **C82**:064905, 2010. [arXiv:1008.5328](https://arxiv.org/abs/1008.5328), doi:10.1103/PhysRevC.82.064905. 2 citations pages 55 et 178
- [167] Xingbo Zhao and Ralf Rapp. Medium modifications and production of charmonia at LHC. *Nucl.Phys.*, **A859**:114–125, 2011. [arXiv:1102.2194](https://arxiv.org/abs/1102.2194), doi:10.1016/j.nuclphysa.2011.05.001. 9 citations pages 55, 178, 179, 180, 182, 185, 188, 232, et 233
- [168] A. Capella, L. Bravina, E.G. Ferreira, A.B. Kaidalov, K. Tywoniuk, et al. Charmonium dissociation and recombination at RHIC and LHC. *Eur.Phys.J.*, **C58**:437–444, 2008. [arXiv:0712.4331](https://arxiv.org/abs/0712.4331), doi:10.1140/epjc/s10052-008-0772-6. 2 citations pages 56 et 178
- [169] R. Rapp, D. Blaschke, and P. Crochet. Charmonium and bottomonium in heavy-ion collisions. *Progress in particle and nuclear physics*, **65**(2):209–266, 2010. doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.ppnp.2010.07.002>. Cité page 56

- [170] O. Linnyk, E.L. Bratkovskaya, and W. Cassing. Open and hidden charm in proton-nucleus and heavy-ion collisions. *Int.J.Mod.Phys.*, **E17**:1367–1439, 2008. [arXiv:0808.1504](#), [doi:10.1142/S0218301308010507](#).  
*Cité page 56*
- [171] Anthony D. Frawley, T. Ullrich, and R. Vogt. Heavy flavor in heavy-ion collisions at RHIC and RHIC II. *Phys.Rept.*, **462**:125–175, 2008. [arXiv:0806.1013](#), [doi:10.1016/j.physrep.2008.04.002](#).  
*Cité page 56*
- [172] A. Ferretti, R. Arnaldi, R. Averbeck, K. Banicz, J. Castor, et al. Highlights from the NA60 experiment. 2007. [arXiv:0705.3339](#).  
*3 citations pages 56, 57, et 228*
- [173] Roberta Arnaldi.  $J/\psi$  production in p-A and A-A collisions at fixed target experiments. *Nucl.Phys.*, **A830**:345C–352C, 2009. [arXiv:0907.5004](#), [doi:10.1016/j.nuclphysa.2009.10.030](#).  
*2 citations pages 57 et 228*
- [174] A. Adare et al.  $J/\psi$  suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev.*, **C84**:054912, 2011. [arXiv:1103.6269](#), [doi:10.1103/PhysRevC.84.054912](#).  
*8 citations pages 57, 58, 167, 168, 175, 176, 229, et 232*
- [175] Betty Abelev et al.  $J/\psi$  suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys.Rev.Lett.*, **109**:072301, 2012. [arXiv:1202.1383](#), [doi:10.1103/PhysRevLett.109.072301](#).  
*4 citations pages 58, 59, 169, et 229*
- [176]  $J/\psi$  results from CMS in PbPb collisions, with  $150\mu\text{b}^{-1}$  data. 2012.  
*4 citations pages 58, 59, 191, et 229*
- [177] Ehab Abbas et al.  $J/\psi$  elliptic flow in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. 2013. [arXiv:1303.5880](#).  
*3 citations pages 59, 203, et 229*
- [178] Measurement of the azimuthal anisotropy of prompt and non-prompt  $J/\psi$  in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. (CMS-PAS-HIN-12-001), 2013.  
*2 citations pages 59 et 229*
- [179] L. Adamczyk et al.  $J/\psi$  production at high transverse momenta in  $p + p$  and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Lett.*, **B722**:55–62, 2013. [arXiv:1208.2736](#), [doi:10.1016/j.physletb.2013.04.010](#).  
*Cité page 58*
- [180] Serguei Chatrchyan et al. Observation of sequential  $\Upsilon$  suppression in PbPb collisions. *Phys.Rev.Lett.*, **109**:222301, 2012. [arXiv:1208.2826](#), [doi:10.1103/PhysRevLett.109.222301](#).  
*2 citations pages 60 et 229*
- [181] Serguei Chatrchyan et al. Suppression of non-prompt  $J/\psi$ , prompt  $J/\psi$ , and  $\Upsilon(1S)$  in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *JHEP*, **1205**:063, 2012. [arXiv:1201.5069](#), [doi:10.1007/JHEP05\(2012\)063](#).  
*7 citations pages 60, 171, 172, 173, 191, 229, et 232*
- [182] CERN. Design study of the Large Hadron Collider (LHC): a multiparticle collider in the LEP tunnel. 1991.  
*Cité page 63*
- [183] Thomas Sven Pettersson and P Lefèvre. The Large Hadron Collider: conceptual design. Technical Report CERN-AC-95-05 LHC, CERN, Geneva, Oct 1995.  
*Cité page 63*

- [184] CERN. Faq: LHC, the guide. URL: <http://cds.cern.ch/record/1092437/files/CERN-Brochure-2008-001-Eng.pdf>. Cité page 63
- [185] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC machine. *JINST*, **3**:S08001, 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001. Cité page 63
- [186] Brandt D. Review of the LHC ion programme. 2000. Cité page 65
- [187] A Beuret et al. The LHC lead injector chain. (LHC-Project-Report-776. CERN-LHC-Project-Report-776):4 p, Aug 2004. Cité page 65
- [188] CERN. ATLAS: letter of intent for a general purpose p p experiment at the large hadron collider at CERN. 1992. Cité page 66
- [189] *ATLAS: technical proposal for a general purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1994. Cité page 66
- [190] Manfred Markytan et al. Letter of intent: by the CMS collaboration for a general purpose detector at LHC. Technical Report CERN-LHCC-92-003. LHCC-I-1, CERN, Geneva, 1992. Cité page 66
- [191] *Technical proposal*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1994. Cité page 66
- [192] Letter of intent for A Large Ion Collider Experiment (ALICE). Technical Report CERN-LHCC-93-016. LHCC-I-4, CERN, Geneva, 1993. Cité page 67
- [193] *ALICE: technical proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1995. 2 citations pages 67 et 68
- [194] LHCb: letter of intent. Technical Report CERN-LHCC-95-5. LHCC-I-8. CERN-LHCC-1995-005, CERN, Geneva, 1995. Cité page 67
- [195] *LHCb : technical proposal*. Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1998. Cité page 67
- [196] Jean-Pierre Revol. First measurements at LHC: early hadronic physics (soft + QCD) with ALICE, ATLAS, CMS, TOTEM and LHCb. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, **177-178**:60–68, 2008. doi:10.1016/j.nuclphysbps.2007.11.087. 2 citations pages 67 et 229
- [197] D A Faus et al. Measurement of photons and neutral pions in the very forward region of the LHC. Technical Report CERN-LHCC-2003-057. LHCC-I-012, CERN, Geneva, Nov 2003. Cité page 67
- [198] O Adriani et al. *Technnical proposal for the CERN LHCf experiment: measurement of photons and neutral pions in the very forward region of LHC*. Number CERN-LHCC-2005-032. LHCC-P-007. Geneva, Sep 2005. Cité page 67
- [199] W Kienzle et al. Total cross section: elastic scattering and diffraction dissociation at the LHC. Technical report, Geneva, 1997. Cité page 67
- [200] W Kienzle et al. *TOTEM, total cross section, elastic scattering and diffraction dissociation at the LHC: technical proposal*. Number CERN-LHCC-99-007. LHCC-P-5. Geneva, Mar 1999. Cité page 67
- [201] The ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, **3**(08):S08002, 2008. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>. 2 citations pages 68 et 77

- [202] ALICE Collaboration. ALICE: Physics Performance Report, Volume I. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, **30**(11):1517, 2004. URL: <http://stacks.iop.org/0954-3899/30/i=11/a=001>.  
Cité page 68
- [203] ALICE Collaboration. ALICE: Physics Performance Report, Volume II. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, **32**(10):1295, 2006. URL: <http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=10/a=001>.  
Cité page 68
- [204] Christian Wolfgang Fabjan et al. *ALICE trigger data-acquisition high-level trigger and control system: Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2004. 2 citations pages 76 et 77
- [205] V Altini et al. The ALICE electronic logbook. *Journal of Physics: Conference Series*, **219**(2):022027, 2010. URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/219/i=2/a=022027>.  
Cité page 77
- [206] The ALICE collaboration. ALICE electronic logbook. URL: <https://alice-logbook.cern.ch/logbook/>.  
Cité page 77
- [207] Jan Fiete Grosse-Oetringhaus, Chiara Zampolli, Alberto Colla, and Federico Carminati. The ALICE online-offline framework for the extraction of conditions data. *J.Phys.Conf.Ser.*, **219**:022010, 2010. doi:10.1088/1742-6596/219/2/022010.  
Cité page 77
- [208] F. Carminati. The Offline Conditions DB framework. URL: <http://aliweb.cern.ch/Offline/Activities/ConditionDB.html>.  
Cité page 77
- [209] The ROOT project. A data analysis framework. URL: <http://root.cern.ch/drupal/>.  
Cité page 78
- [210] The ALICE collaboration. AliRoot Documentation. URL: <http://aliweb.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>.  
Cité page 78
- [211] F. Carminati and A. Morsch. Simulation in ALICE. *eConf*, **C0303241**:TUMT004, 2003. arXiv:physics/0306092. Cité page 78
- [212] *ALICE dimuon forward spectrometer: Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 1999. Cité page 78
- [213] *ALICE dimuon forward spectrometer: addendum to the Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2000. Cité page 78
- [214] O. Roig. Etude du système de déclenchement du spectromètre dimuons de l'expérience ALICE au CERN-LHC. 1999. Cité page 83
- [215] L. Aphecetche et al. Numerical simulations and offline reconstruction of the muon spectrometer of ALICE. ALICE Internal Note ALICE-INT-2009-044. URL: <https://edms.cern.ch/document/1054937/1>.  
Cité page 83
- [216] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, **0605**:026, 2006. arXiv:hep-ph/0603175, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026. Cité page 83
- [217] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A brief introduction to PYTHIA 8.1. *Comput.Phys.Commun.*, **178**:852–867, 2008. arXiv:0710.3820, doi:10.1016/j.cpc.2008.01.036. Cité page 83

- [218] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. HIJING: a Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions. *Phys.Rev.*, **D44**:3501–3516, 1991. doi:10.1103/PhysRevD.44.3501. Cité page 83
- [219] Giuseppe Battistoni et al. The FLUKA code: description and benchmarking. *AIP Conf.Proc.*, **896**:31–49, 2007. URL: <http://www.fluka.org/fluka.php>, doi:10.1063/1.2720455. Cité page 83
- [220] Cern. LHC Performance and Statistics. URL: <https://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/>. Cité page 88
- [221] Betty Abelev et al. Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with ALICE. 2013. arXiv:1301.4361. 8 citations pages 88, 96, 97, 99, 100, 101, 155, et 167
- [222] Diego Stocco. Efficiency determination of the MUON Spectrometer trigger chambers from real data. ALICE Internal Note ALICE-INT-2008-004. URL: <https://edms.cern.ch/document/888907/1>. 2 citations pages 94 et 140
- [223] Roy J. Glauber. Quantum optics and heavy ion physics. *Nucl.Phys.*, **A774**:3–13, 2006. arXiv:nucl-th/0604021, doi:10.1016/j.nuclphysa.2006.06.009. Cité page 98
- [224] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, **57**:205–243, 2007. arXiv:nucl-ex/0701025, doi:10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020. 2 citations pages 98 et 99
- [225] K. Nakamura et al. Review of particle physics. *J.Phys.*, **G37**:075021, 2010. doi:10.1088/0954-3899/37/7A/075021. Cité page 99
- [226] M.M. Block. Ultra-high energy predictions of proton-air cross sections from accelerator data: an update. *Phys.Rev.*, **D84**:091501, 2011. arXiv:1109.2940, doi:10.1103/PhysRevD.84.091501. Cité page 99
- [227] J. R. Cudell, V. Ezhela, P. Gauron, K. Kang, Yu. V. Kuyanov, S. Lugovsky, B. Nicolescu, and N. Tkachenko. Hadronic scattering amplitudes: medium-energy constraints on asymptotic behaviour. *Physical Review D*, **65**:074024, 2002. URL: <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00192807>, doi:10.1103/PhysRevD.65.074024. Cité page 99
- [228] Betty Abelev et al. Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton-proton collisions at the LHC with ALICE. *Eur.Phys.J.*, **C73**:2456, 2013. arXiv:1208.4968, doi:10.1140/epjc/s10052-013-2456-0. 5 citations pages 99, 161, 162, 163, et 236
- [229] 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**:89–108, 2010. arXiv:1004.3034, doi:10.1140/epjc/s10052-010-1339-x. Cité page 99
- [230] Betty Abelev et al. Measurement of the cross section for electromagnetic dissociation with neutron emission in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys.Rev.Lett.*, **109**:252302, 2012. arXiv:1203.2436, doi:10.1103/PhysRevLett.109.252302. 2 citations pages 99 et 157
- [231] B. Abelev et al. Inclusive  $J/\psi$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV. *Phys.Lett.*, **B718**:295, 2012. 4 citations pages 108, 120, 163, et 207

- [232] F. Bossu, Z. Conesa del Valle, A. de Falco, M. Gagliardi, S. Grigoryan, et al. Phenomenological interpolation of the inclusive  $J/\psi$  cross section to proton-proton collisions at 2.76 TeV and 5.5 TeV. 2011. [arXiv:1103.2394](#). *Cité page 109*
- [233] J. Gaiser. Charmonium spectroscopy from radiative decays of the  $J/\psi$  and  $\psi'$ . 1982. *Cité page 110*
- [234] ALICE technical design report of the dimuon forward spectrometer. 1999. *Cité page 130*
- [235] A. Lardeux and L. Valencia Palomo. Determination of the muon spectrometer tracking efficiency. ALICE Internal Note ALICE-INT-2013-000. URL: <https://edms.cern.ch/document/888907/1>. *Cité page 130*
- [236] Nicolas Le Bris. Etude des décroissances semi-muoniques de saveurs lourdes à bas  $p_T$ , et de l'efficacité de trajectographie du spectromètre à muons d'ALICE. *Cité page 130*
- [237] Matthieu Lenhardt. Etude du taux de production des  $J/\psi$  et muons simples en collisions proton-proton à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC. *Cité page 130*
- [238] Livio Bianchi. Systematics on MC inputs:  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  in pp and PbPb at 7 and 2.76 TeV. ALICE internal communication, july 2013. URL: <https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=4&resId=0&materialId=slides&confId=260387>. *2 citations pages 145 et 164*
- [239] K. Oyama. Reference cross section measurements with ALICE in pp and Pb-Pb collisions at LHC. 2013. [arXiv:1305.7044](#). *2 citations pages 156 et 157*
- [240] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, **D86**:010001, 2012. [doi:10.1103/PhysRevD.86.010001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001). *Cité page 160*
- [241] 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**:442–455, 2011. [arXiv:1105.0380](#), [doi:10.1016/j.physletb.2011.09.054](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.09.054), [doi:10.1016/j.physletb.2012.10.060](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.10.060). *Cité page 163*
- [242] B. Abelev et al.  $J/\psi$  polarization in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *Phys.Rev.Lett.*, **108**:082001, 2012. [arXiv:1111.1630](#), [doi:10.1103/PhysRevLett.108.082001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.082001). *Cité page 166*
- [243] R Aaij et al. Measurement of  $J/\psi$  polarization in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. 2013. [arXiv:1307.6379](#). *Cité page 166*
- [244] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of the prompt  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  polarizations in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. 2013. [arXiv:1307.6070](#). *Cité page 166*
- [245] Betty Bezverkhny Abelev et al. Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of  $J/\psi$  suppression in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV. 2013. [arXiv:1311.0214](#). *Cité page 166*
- [246] Antonin Maire. Measurements of inclusive  $J/\psi$  production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ALICE experiment. *PoS, ConfinementX*:211, 2012. [arXiv:1301.4058](#). *Cité page 169*
- [247] Capella, A. and Ferreiro, E.G. Charged multiplicities in pp and AA collisions at LHC. *The European Physical Journal C*, **72**(3):1–6,

2012. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1936-y>, doi:{10.1140/epjc/s10052-012-1936-y}. *Cité page 178*
- [248] A. Rakotozafindrabe, E.G. Ferreira, F. Fleuret, J.P. Lansberg, and N. Matagne. Cold nuclear matter effects on extrinsic  $J/\psi$  production at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV at the LHC. *Nucl.Phys.*, **A855**:327–330, 2011. [arXiv:1101.0488](https://arxiv.org/abs/1101.0488), doi:10.1016/j.nuclphysa.2011.02.071. *2 citations pages 189 et 233*
- [249] R. Aaij et al. Measurement of  $J/\psi$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *Eur.Phys.J.*, **C71**:1645, 2011. [arXiv:1103.0423](https://arxiv.org/abs/1103.0423), doi:10.1140/epjc/s10052-011-1645-y. *Cité page 190*
- [250] R Aaij et al. Measurement of  $J/\psi$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV. *JHEP*, **1302**:041, 2013. [arXiv:1212.1045](https://arxiv.org/abs/1212.1045), doi:10.1007/JHEP02(2013)041. *Cité page 190*
- [251] Pol Gossiaux, Joerg Aichelin, and Thierry Gousset. Theory of heavy quark energy loss. *Prog.Theor.Phys.Suppl.*, **193**:110–116, 2012. [arXiv:1201.4038](https://arxiv.org/abs/1201.4038), doi:10.1143/PTPS.193.110. *Cité page 192*
- [252] Shanshan Cao, Guang-You Qin, and Steffen A. Bass. Heavy quark dynamics and hadronization in ultra-relativistic heavy-ion collisions: collisional vs. radiative energy loss. 2013. [arXiv:1308.0617](https://arxiv.org/abs/1308.0617). *Cité page 192*
- [253] Betty Abelev et al. Suppression of high transverse momentum D mesons in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *JHEP*, **1209**:112, 2012. [arXiv:1203.2160](https://arxiv.org/abs/1203.2160), doi:10.1007/JHEP09(2012)112. *Cité page 192*
- [254] Antoine Lardeux.  $J/\psi$  production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV in the ALICE experiment. *J.Phys.Conf.Ser.*, **446**:012042, 2013. doi:10.1088/1742-6596/446/1/012042. *3 citations pages 193, 194, et 233*
- [255] F. Bossu, Z. Conesa del Valle, A. de Falco, M. Gagliardi, S. Grigoryan, et al. Phenomenological interpolation of the inclusive  $J/\psi$  cross section to proton-proton collisions at 2.76 TeV and 5.5 TeV. 2011. [arXiv:1103.2394](https://arxiv.org/abs/1103.2394). *2 citations pages 193 et 201*
- [256] R Aaij et al. Exclusive  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *J.Phys.*, **G40**:045001, 2013. [arXiv:1301.7084](https://arxiv.org/abs/1301.7084), doi:10.1088/0954-3899/40/4/045001. *Cité page 194*
- [257] J. K. Yoh et al. Study of scaling in hadronic production of dimuons. *Phys.Rev.Lett.*, **41**:684–687, Sep 1978. doi:10.1103/PhysRevLett.41.684. *Cité page 201*
- [258] A. Adare et al.  $J/\psi$  production versus transverse momentum and rapidity in  $p^+p$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$ -GeV. *Phys.Rev.Lett.*, **98**:232002, 2007. [arXiv:hep-ex/0611020](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0611020), doi:10.1103/PhysRevLett.98.232002. *Cité page 201*
- [259] A. Adare et al. Transverse-momentum dependence of the  $J/\psi$  nuclear modification in  $d+Au$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev. C*, **87**:034904, Mar 2013. doi:10.1103/PhysRevC.87.034904. *Cité page 202*
- [260] F. James and M. Roos. Minuit: a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Comput.Phys.Commun.*, **10**:343–367, 1975. doi:10.1016/0010-4655(75)90039-9. *Cité page 202*

- [261] F. James. MINUIT function minimization and error analysis, version 94.1. URL: <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.  
*Cité page 202*
- [262] The ROOT Team. TProfile documentation. URL: <http://root.cern.ch/root/html/TProfile.html>.  
*Cité page 203*
- [263] A. Adare et al.  $J/\psi$  production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev.Lett.*, **98**:232301, 2007. [arXiv:nucl-ex/0611020](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0611020), [doi:10.1103/PhysRevLett.98.232301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.232301).  
*2 citations pages 207 et 208*
- [264] A. Adare et al.  $J/\psi$  production versus transverse momentum and rapidity in  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev.Lett.*, **98**:232002, 2007. [arXiv:hep-ex/0611020](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0611020), [doi:10.1103/PhysRevLett.98.232002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.232002).  
*Cité page 207*
- [265] A. Adare et al.  $J/\psi$  production in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Cu+Cu collisions. *Phys.Rev.Lett.*, **101**:122301, 2008. [arXiv:0801.0220](https://arxiv.org/abs/0801.0220), [doi:10.1103/PhysRevLett.101.122301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.122301).  
*Cité page 207*
- [266] Kai Zhou, Nu Xu, and Pengfei Zhuang. Quarkonium production and medium effects in high energy nuclear collisions. 2013. [arXiv:1309.7520](https://arxiv.org/abs/1309.7520).  
*2 citations pages 208 et 234*
- [267] M.C. Abreu et al. Transverse momentum distributions of  $J/\psi$ ,  $\psi'$ , Drell-Yan and continuum dimuons produced in Pb-Pb interactions at the SPS. *Phys.Lett.*, **B499**:85–96, 2001. [doi:10.1016/S0370-2693\(01\)00019-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00019-3).  
*Cité page 208*
- [268] Betty Bezverkhny Abelev et al.  $J/\psi$  production and nuclear effects in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5.02$  TeV. 2013. [arXiv:1308.6726](https://arxiv.org/abs/1308.6726).  
*Cité page 212*



# Thèse de Doctorat

Antoine LARDEUX

Étude de la production inclusive de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC

Study of inclusive  $J/\psi$  production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ALICE muon spectrometer at the LHC

## Résumé

La théorie de la chromodynamique quantique prédit l'existence d'un état déconfiné de la matière appelé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). Expérimentalement, la formation d'un PQG est attendue sous les conditions extrêmes de température et de densité atteintes lors de collisions d'ions-lourds ultra-relativistes. Afin d'observer et de caractériser de manière indirecte un tel état de la matière, de nombreuses observables ont été proposées. En particulier, les phénomènes de suppression et de (re)combinaison du meson  $J/\psi$  dans le PQG sont intensément étudiés. Cette thèse présente l'analyse de la production inclusive de  $J/\psi$  dans les collisions Pb-Pb, à une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV, détectés avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC. A partir de la statistique élevée d'événements collectés lors de la prise de données de 2011, le facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  a été mesuré en fonction de son impulsion transverse, de sa rapidité et de la centralité de la collision. L'impulsion transverse moyenne du  $J/\psi$  a également été mesurée en fonction de la centralité. Les prédictions des modèles théoriques, incluant tous une contribution de (re)combinaison, présentent un bon accord avec les données. Enfin, un excès de  $J/\psi$  de très faible impulsion transverse ( $<300$  MeV/c) par rapport à la production hadronique attendue a été observé pour la première fois.

## Mots clés

Plasma de Quarks et de Gluons, ions lourds, quarkonium,  $J/\psi$ , spectromètre à muons, ALICE, LHC.

## Abstract

The quantum chromodynamics theory predicts the existence of a deconfined state of matter called Quark Gluon Plasma (QGP). Experimentally, the formation of a QGP is expected under the extreme conditions of temperature and density reached in ultra-relativistic heavy-ion collisions. Many observables were proposed to observe and characterize indirectly such a state of matter. In particular, the phenomena of suppression and (re)combination of the  $J/\psi$  meson in the QGP are extensively studied. This thesis presents the analysis of the inclusive production of  $J/\psi$  in Pb-Pb collisions, at a center of mass energy  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV, detected with the ALICE muon spectrometer at the LHC. From the high statistics of events collected during 2011 data taking, the  $J/\psi$  nuclear modification factor was measured as a function of transverse momentum, rapidity and collision centrality. The  $J/\psi$  mean transverse momentum was also measured as a function of centrality. The predictions of theoretical models, all including a (re)combination contribution, are in good agreement with data. Finally, an excess of  $J/\psi$  yield at very low transverse momentum ( $<300$  MeV/c) with respect to the expected hadronic production was observed for the first time.

## Key Words

Quark Gluon Plasma, heavy ions, quarkonium,  $J/\psi$ , muon spectrometer, ALICE, LHC.