



HAL
open science

**Etude des J/psi dans le canal dimuon du spectromètre
de l'expérience ALICE auprès du LHC dans les
collisions proton+proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV**

Bruno Boyer

► **To cite this version:**

Bruno Boyer. Etude des J/psi dans le canal dimuon du spectromètre de l'expérience ALICE auprès du LHC dans les collisions proton+proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT: 2011PA112217. tel-00662272

HAL Id: tel-00662272

<https://theses.hal.science/tel-00662272>

Submitted on 23 Jan 2012

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

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



Thèse de doctorat

présentée par

Bruno BOYER

Étude des J/ψ dans le canal dimuon du spectromètre de l'expérience ALICE auprès du LHC dans les collisions proton+proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV

Thèse soutenue le 21 octobre 2011

Membres du jury :

<i>Président du jury :</i>	Yves LE BORNEC	- IPN Orsay
<i>Rapporteurs :</i>	François VAZEILLE	- LPC Clermont
	Lodovico RICCATI	- INFN Turin
<i>Directeur de thèse :</i>	Bruno ESPAGNON	- IPN Orsay
<i>Examineurs :</i>	Elena GONZÁLEZ FERREIRO	- Universidad de Santiago de Compostela
	Christophe SUIRE	- IPN Orsay
	Andreas MORSCH	- CERN

ED 534 Modélisation et Instrumentation en Physique, Énergies, Géosciences et Environnement.

IPNO-T-11-03

Table des matières

Remerciements	3
Introduction générale	5
1 Le Plasma de Quarks et de Gluons	7
1.1 Le Modèle Standard	7
1.1.1 Les limites du Modèle Standard	9
1.2 La Chromodynamique Quantique	10
1.2.1 La constante de couplage de QCD	10
1.2.2 Vers un nouvel état de la matière	13
1.3 La transition de phase	14
1.3.1 Le diagramme de phase nucléaire	16
1.3.2 La nature du PQG	16
1.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes	17
1.4.1 De l'AGS au LHC	17
1.4.2 Centralité de la collision	18
1.4.3 Transparence	20
1.4.4 Densité d'énergie	20
1.4.5 Chronologie d'une collision	21
1.5 Les observables globales	23
1.5.1 Impulsion transverse	23
1.5.2 Flot collectif	23
1.6 Les signatures du PQG	24
1.6.1 Les hadrons de haut p_T	26
1.7 Le J/ψ comme sonde du PQG	29
1.7.1 Les quarks lourds	29
1.7.2 Mécanisme de production	29
1.8 Mécanismes de suppression	33
1.8.1 La suppression normale	33
1.8.2 La suppression anormale par écrantage de couleurs	34

2	Le Large Hadron Collider	45
2.1	L'accélérateur	45
2.2	Le LHC comme collisionneur d'ions lourds	47
2.3	La luminosité	48
2.4	Les expériences	49
2.5	Premiers faisceaux	50
3	L'expérience ALICE au LHC	53
3.1	Reconstruction des trajectoires et identification des particules	55
3.2	Les détecteurs de la partie centrale	56
3.2.1	Le système de trajectographie interne (<i>ITS : Inner Tracking System</i>)	57
3.2.2	La chambre à projection temporelle (<i>TPC : Time Projection Chamber</i>)	57
3.2.3	Le détecteur à rayonnement de transition (<i>TRD : Transition Radiation Detector</i>)	59
3.2.4	Le temps de vol (<i>TOF : Time Of Flight</i>)	60
3.2.5	Le détecteur d'identification de particules à grandes impulsions (<i>HMPID : High Momentum Particle Identification Detector</i>)	62
3.2.6	Le spectromètre à photons (<i>PHOS : PHOTon Spectrometer</i>)	63
3.2.7	Le calorimètre électromagnétique (<i>EMCAL : Eletro-Magnetic CALorimeter</i>)	64
3.3	Les détecteurs à grandes rapidités	64
3.3.1	Le détecteur de multiplicité des photons (<i>PMD : Photon Multiplicity Detector</i>)	65
3.3.2	Le détecteur de multiplicité vers l'avant (<i>FMD : Forward Multiplicity Detector</i>)	65
3.3.3	T0	66
3.3.4	V0	66
3.3.5	Le calorimètre zéro degré (<i>ZDC : Zero Degree Calorimeter</i>)	68
3.4	Le système de déclenchement et l'acquisition de données . . .	68
3.5	L'environnement d'analyse	70
3.5.1	Simulation	70
3.5.2	Reconstruction	71
4	Le spectromètre à muons	75
4.1	Description générale	75
4.2	Les absorbeurs	75

4.2.1	L'absorbeur frontal	75
4.2.2	Blindage du tube faisceau	76
4.2.3	Le filtre à muons et l'absorbeur contre le bruit de fond machine	76
4.3	L'aimant	77
4.4	Le système de trajectographie	77
4.4.1	Introduction	77
4.5	Les stations de trajectographie	80
4.5.1	Alignement	82
4.5.2	Principe de fonctionnement	82
4.5.3	Structure d'une chambre	84
4.5.4	Géométrie interne d'une chambre	84
4.6	L'électronique de lecture	87
4.6.1	L'électronique frontale	87
4.6.2	L'électronique de lecture	88
4.6.3	Acquisition des données	89
4.6.4	Le système de distribution de trigger (trigger dispat- ching)	89
4.7	Reconstruction des traces	89
4.7.1	La méthode de Mathieson-Gatti	91
4.7.2	La méthode Maximum Likelihood Expectation Maxi- mization	91
4.8	Le système de déclenchement du spectromètre à muons	92
5	Corrections d'efficacité et d'acceptance	99
5.1	Méthode de correction	99
5.2	Le CORRrection FrameWork (CORRFW)	100
5.3	Générateurs Monte Carlo	102
5.3.1	Paramétrisation Plate	102
5.3.2	Paramétrisation type CDF	102
5.4	Validation de la correction	103
5.4.1	Auto-correction	104
5.5	Erreurs systématiques	106
5.5.1	Effet de la distribution en impulsion transverse	106
5.5.2	Effet de la distribution en rapidité	109
5.6	Effet de la polarisation	109
5.7	Conclusion	112
6	Résultats expérimentaux	115
6.1	Détecteurs et prise de données	115
6.2	Sélection physique	118

6.3	Analyse des données	118
6.3.1	Sélection des événements avec le SPD	118
6.3.2	Sélection des traces	119
6.3.3	Extraction du nombre de J/ψ	120
6.3.4	Bruit de fond	122
6.4	Correction acceptance \times efficacité	124
6.5	Normalisation	127
6.5.1	Principe	127
6.5.2	CTP scalars	128
6.5.3	Single Muon Reference ratio (SMR)	129
6.5.4	Calcul de luminosité avec la classe de trigger MUS5	129
6.6	Résultats sur la section efficace du J/ψ	130
6.6.1	Erreur systématique due au système de trajectographie	130
6.6.2	Polarisation	130
6.6.3	Présentation des résultats	131
6.6.4	Comparaison 1D et 2D	131
6.6.5	Comparaison avec les autres expériences du LHC	133
6.6.6	Comparaison avec les modèles	136
6.7	Conclusion	138
Conclusion générale		141
6.7.1	Variables cinématiques	143

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué dans le groupe ALICE de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Je remercie M. Faïçal Azaiez, directeur du laboratoire de m'avoir accueilli à l'IPN.

Je remercie plus particulièrement Bruno Espagnon et Christophe Suire pour avoir dirigé ma thèse. Merci d'avoir été toujours disponibles pour discuter, me donner des conseils et avoir fait preuve de patience.

Je tiens également à remercier les personnes avec lesquelles j'ai travaillé quotidiennement Mercedes López Noriega, Daniel Jesus Tapia Takaki et Cynthia Hadjidakis. Je souhaite remercier également Jean-Phillipe Lansberg pour ses explications sur la théorie. Ivana Hrivnacova et Christophe Diarra pour leurs conseils sur les mystères du C++ et de la grille du calcul.

Je remercie les autres étudiants en thèse du groupe : Magdalena Malek, Jérôme Boucher, Lizardo Valencia Palomo, Livio Bianchi et Baptiste Guegan pour ces discussions et ces moments de détente entre deux obscures erreurs de ROOT.

J'ai eu la très grande chance durant cette thèse d'assister au démarrage du LHC et de participer aux premières prises de données et à leurs analyses ce qui m'a permis de rencontrer un grand nombre de personnes. Mes remerciements à Vincent Lafage, Renault Vernet, Javier Castillo, Zaida Conesa del Valle, Andry Rakotozafindrabe, Claudio Guena, Matthieu Lenhardt, Gines Martinez, Hervé Borel et Alberto Baldisseri.

Je remercie M. Yves Le Bornec d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. M. François Vazeille et M. Lodovico Riccati qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Je remercie également Mme Elena Gonzalez Ferreira et M. Andreas Morsch d'avoir accepté d'être examinateurs dans mon jury.

Enfin, je remercie ma famille pour le soutien qu'elle m'a apporté et qui m'a permis de me consacrer entièrement à cette thèse.

Introduction générale

Les années 70 ont vu la confirmation expérimentale de nombreuses prédictions du Modèle Standard. Ce dernier décrit via la théorie quantique des champs, les interactions fondamentales, exception faite de la gravité, et les différentes particules. En particulier, l'interaction forte qui confine les quarks et les gluons au sein des hadrons est décrite par la ChromoDynamique Quantique (QCD) qui possède la propriété de liberté asymptotique. Cette propriété énonce que pour une densité d'énergie ou bien une température suffisamment élevée, les quarks et les gluons se comporteraient comme des particules libres. On parle alors de Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). Cet état déconfiné de la matière aurait été celui de l'Univers environ $1 \mu s$ après le Big Bang. Du point de vue expérimentale, le moyen de recréer ce type d'état est l'utilisation de collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Cependant l'état de la matière créée par ces collisions possède un temps de vie trop faible pour être étudié directement. Il faut donc étudier différentes observables afin de déterminer des signatures de la présence d'un PQG.

Une de ces observable est le méson J/ψ . En 1986, T. Matsui et H. Satz ont émis l'hypothèse que le J/ψ serait anormalement supprimé en présence de PQG par opposition à la suppression dite normale qui a lieu sans PQG. Cette suppression a ensuite été étendue à toute la famille du J/ψ et celle de l' Υ . Cette signature a été étudiée successivement par le SPS¹ et le RHIC². Les résultats ont montré une suppression similaire au RHIC alors que l'énergie disponible dans le centre de masse est bien plus élevée. Ces résultats posent des questions sur les mécanismes sous-jacents qui interviennent dans cette suppression. Il est crucial de les comprendre afin de posséder une bonne référence pour l'étude du PQG. Avec la mise en service du LHC en 2009, des collisions à des énergies bien plus élevées ont été réalisées aussi bien en proton qu'en ions lourds. Le spectromètre à muons d'ALICE a été conçu pour l'étude de ces résonances dans ces collisions.

1. SPS : Super Proton Synchrotron
2. Relativistic Heavy Ion Collider

Chapitre 1

Le Plasma de Quarks et de Gluons

1.1 Le Modèle Standard

Le modèle standard décrit tous les constituants fondamentaux connus de la matière et les interactions qu'ils subissent. Ce modèle fait une distinction entre les particules si leurs spins sont demi-entier (fermions) ou entier (bosons). Les fermions sont eux-mêmes divisés en deux types de particules : les quarks et les leptons.

Actuellement, les quarks sont considérés comme les composants ultimes de la matière. Il y en a six portant une charge électrique fractionnaire ($-1/3$ ou $2/3$) : up, down, strange, charm, bottom, top. Ils portent également une charge de couleur qui peut prendre 3 valeurs (rouge, vert, bleu). Les quarks sont sensibles à 3 interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique via leur charge électrique, l'interaction faible via l'isospin faible et enfin l'interaction forte au travers de la charge de couleur. Les quarks ne peuvent pas se mouvoir à l'état libre, ils sont regroupés dans les hadrons sous forme de paires $Q\bar{Q}$ (mésons) ou bien de triplets QQQ (baryons) de façon à ce que la charge totale soit un multiple entier de la charge de l'électron. Le regroupement des quarks tient compte également de la charge de couleur, la matière hadronique formée doit être "blanche", c'est le confinement de la couleur. Les leptons sont également divisés en deux catégories : les leptons chargés (électron, muon, tau) et les neutrinos neutres (neutrino électronique, muonique, tauique). Les leptons chargés sont sensibles aux interactions électromagnétique et faible tandis que les neutrinos ne sont sensibles qu'à l'interaction faible.

Les quarks et les leptons sont regroupés en trois familles chacune comportant

un quark de charge $+2/3$, un quark de charge $-1/3$, un lepton chargé et un lepton neutre.

La première famille comprend les quarks up, down, l'électron et le neutrino électronique. La seconde contient les quarks charme, strange, le muon et le neutrino muonique. Enfin la dernière est constituée des quarks bottom, top, du tau et du neutrino tauique. Il faut remarquer que seule la première famille est stable et que les deux autres familles se désintègrent en donnant des particules appartenant à la première famille.

L'ensemble des phénomènes physiques observés, quelque soit l'échelle, ne dépend que de quatre interactions fondamentales qui s'exercent via l'échange de particules appelées bosons de jauge. L'interaction forte assure la cohésion des nucléons via l'échange de gluons entre les quarks. Le fait que les gluons portent une charge de couleur leur confère la propriété d'interagir entre eux. L'interaction faible s'applique à toutes les particules, elle s'exerce par l'intermédiaire de bosons massifs et, par conséquent, possède une portée très courte.

L'interaction électromagnétique s'exerce entre les particules chargées par échange de photons dont le potentiel décroît en $1/r$. Les forces faible et électromagnétique sont unifiées dans la force électrofaible.

Enfin l'interaction gravitationnelle s'exerce entre les corps massifs. Elle est

Nom	Symbole	Masse (GeV/c ²)	Charge électrique
Quarks (spin = 1/2)			
up	u	0,0017 - 0,0033	+2/3
down	d	0,0041 - 0,0058	-1/3
strange	s	0,101 ^{+0,029} _{-0,021}	-1/3
charm	c	1,27 ^{+0,07} _{-0,09}	+2/3
bottom	b	4,19 ^{+0,18} _{-0,06}	-1/3
top	t	172 ± 0,9	+2/3
Leptons (spin = 1/2)			
électron	e	0,000511	-1
e-neutrino	ν_e	<10 ⁻⁸	0
muon	μ	0,106	-1
μ -neutrino	ν_μ	<0,0002	0
tau	τ	1,7771	-1
τ -neutrino	ν_τ	0,02	0

TABLE 1.1 – Caractéristiques des constituants du Modèle Standard [1].

négligeable au niveau atomique et c'est pour l'instant la seule force qui n'est pas décrite par le Modèle Standard (MS).

Interaction	Portée (m)	Temps de vie (sec)	Boson(s)	Mass (GeV/c ²)
Forte	10 ⁻¹⁵	10 ⁻²³	gluon (g)	0
Faible	10 ⁻¹⁷	10 ⁻¹²	W ⁺ , W ⁻ , Z ⁰	80,4/80,4/91,2
Électromagnétique	∞	10 ⁻²⁰ ~ 10 ⁻¹⁶	photon (γ)	0

TABLE 1.2 – Caractéristiques des différentes interactions fondamentales et des bosons associés.

1.1.1 Les limites du Modèle Standard

Même si le MS a prédit avec succès nombre de découvertes, il n'est clairement pas complet et certains problèmes tendent à supposer qu'il doit exister une théorie plus fondamentale qui engloberait le Modèle Standard. On donne ci-dessous quelques exemples de phénomènes auxquels le MS n'a pour l'instant pas apporté de réponses.

La première observation que l'on peut faire concerne la masse des bosons dans la théorie électrofaible. Pourquoi des bosons massifs comme les W^{+/-} et Z⁰ alors que le photon possède une masse nulle? Cette différence peut s'expliquer par un mécanisme dit de brisure spontanée de symétrie¹. Cette brisure ferait intervenir une nouvelle particule : le boson de Higgs. Cette particule aurait la propriété de conférer une masse aux bosons W^{+/-} et Z⁰ ainsi qu'aux quarks et aux leptons. Le boson de Higgs est à l'heure actuelle la particule la plus recherchée par les physiciens.

Le MS possède 19 paramètres libres (3 constantes de couplages, 6 masses de quarks, 3 masses de leptons...) dont il ne prédit pas les valeurs.

On peut aussi citer l'unification des constantes de couplages. Si la théorie électrofaible unifie les forces faible et électromagnétique, à très hautes énergies les différentes constantes ne s'unifient pas. Il est nécessaire de recourir à d'autres modèles comme la Super-Symétrie pour unifier toutes les constantes (Fig. 1.1). Le MS n'inclut pas de description quantique de la gravité.

Il n'explique pas non plus l'asymétrie matière-antimatière de l'univers. Si comme on le suppose au moment du Big Bang les quantités de matière et d'antimatière étaient équivalentes, comment la matière l'a-t-elle emporté sur l'antimatière?

1. On dit qu'il y a brisure spontanée de symétrie si le vide de la théorie considérée n'est pas invariant sous cette symétrie.

1.2 La Chromodynamique Quantique

Le MS d'un point de vue théorique modélise les différentes interactions (exception faite de la gravité) sous la forme d'un champ quantique. L'interaction électromagnétique est décrite par la théorie appelée Electro-Dynamique Quantique (*QED : Quantum Electro-Dynamics*). Cette interaction est unifiée avec la force faible dans la théorie électrofaible. L'interaction forte est décrite par la théorie baptisée Chromodynamique Quantique (*QCD : Quantum Chromo-Dynamics*) introduite en 1973 par D. Politzer, F. Wilczek et D. Gross. Cette théorie introduit un nouveau degré de liberté pour les quarks : la charge de couleur. Ce degré de liberté a été ajouté suite à la découverte expérimentale du baryon Δ^{++} . Il est composé de 3 quarks up et possède un spin de $3/2$. D'après la statistique de Fermi-Dirac, sa fonction d'onde doit être anti-symétrique ce qui ne semblait pas être le cas. Afin de retrouver cette propriété (i.e. rendre les quarks discernables) il a été nécessaire d'introduire ce nouveau degré de liberté. Le fait que les gluons possèdent également une charge de couleur autorise qu'ils interagissent entre eux.

1.2.1 La constante de couplage de QCD

C'est cette constante, notée α_s , qui définit l'intensité de la force. L'interaction forte possède des caractéristiques inhabituelles par rapport aux autres forces : la liberté asymptotique à courte distance et le confinement à grande

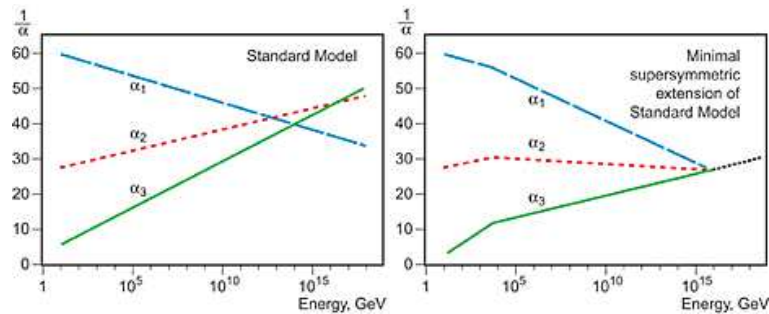


FIGURE 1.1 – Évolution des constantes de couplages en fonction de l'énergie. Lorsque l'énergie augmente, les constantes de couplages de l'interaction forte (α_3) et faible (α_2) diminuent tandis que la constante de couplage de l'interaction électromagnétique (α_1) augmente. À gauche les extrapolations effectuées à partir de mesures du LEP ne convergent pas à haute énergie. À droite elles convergent en incluant les modèles super-symétriques.

distance [2, 3, 4]. Cette constante peut s'exprimer avec le développement perturbatif. Dans le cadre de la théorie quantique des champs on peut faire le calcul d'une observable O autour de la constante α_s à l'aide d'un développement perturbatif tel que :

$$O = \alpha_s O_1 + \alpha_s^2 O_2. \quad (1.1)$$

Cette théorie des perturbations introduit cependant des termes divergents qu'il faut éliminer en utilisant la propriété de renormalisation de cette théorie qui consiste à calculer l'évolution de α_s en fonction de la quantité d'impulsion transférée Q^2 : on parle alors d'une constante de couplage courante (*running coupling constant*) dont l'expression est donnée par la formule suivante :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\left(\frac{11N_c - 2N_f}{12\pi}\right) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}. \quad (1.2)$$

où N_c et N_f sont respectivement le nombre de couleurs et de saveurs. Or $N_c \sim 3$ et $N_f = 6$ donc le terme $11N_c - 2N_f$ est positif ce qui implique que la constante de couplage est une fonction décroissante de Q^2 . Plus on augmente Q^2 plus la force de l'interaction entre les partons devient faible : c'est la *liberté asymptotique* (Fig 1.2). À l'inverse, une faible valeur de Q^2 entraîne une valeur très importante de la constante ce qui explique le phénomène de confinement des quarks au sein des hadrons. Si l'évolution de la constante peut être calculée à l'aide de la QCD perturbative, sa valeur doit être déterminée par des mesures expérimentales. Le fait d'introduire le paramètre Λ_{QCD}^2 permet de distinguer deux régions de QCD. Dans la région où Q^2 est très grand devant Λ_{QCD}^2 la valeur de la constante de couplage devient petite ce qui indique que nous sommes dans le régime de liberté asymptotique ce qui autorise le développement perturbatif. Dans le cas contraire ($Q^2 \leq \Lambda_{QCD}^2$) on se situe dans la région de confinement dans laquelle la constante diverge ce qui rend le traitement perturbatif impossible. La limite entre ces deux régions est déterminée expérimentalement et fixée par $\Lambda_{QCD} = 210_{-30}^{+34} MeV$ pour $N_f = 5$ [5].

La variation de la constante de couplage en fonction de Q^2 peut être expliquée par la polarisation du vide quantique. Comme dans le cas de la QED où un électron dans le vide subit un phénomène d'écrantage par des paires e^-/e^+ , le même type de phénomène se produit dans le cas de la QCD : les quarks sont écrantés par des créations/annihilation de paires quarks/antiquarks. Ces fluctuations fermioniques contribuent à diminuer la valeur de la constante de couplage lorsque la distance augmente.

Cependant contrairement à la QED, dans laquelle les photons ne peuvent

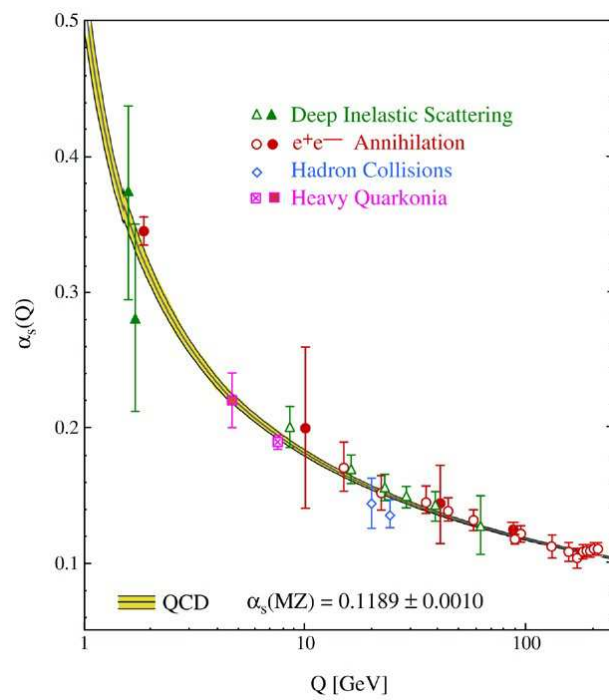


FIGURE 1.2 – Évolution de la constante de couplage α_s en fonction de l'échelle d'énergie. Les courbes représentent les valeurs prédites par la théorie.

interagir entre eux, dans la QCD l'interaction entre gluons est possible (la théorie est dite alors non-Abélienne) ce qui ajoute un terme d'anti-écranage par l'intermédiaire des boucles de gluons et conduit à une augmentation de la force d'interaction à grande distance Fig 1.3 [6].

Or le terme $11N_c - 2N_f > 0$ (formule 1.2) montre que les fluctuations gluoniques sont supérieures aux fluctuations fermioniques ce qui explique le confinement des quarks à grande distance.

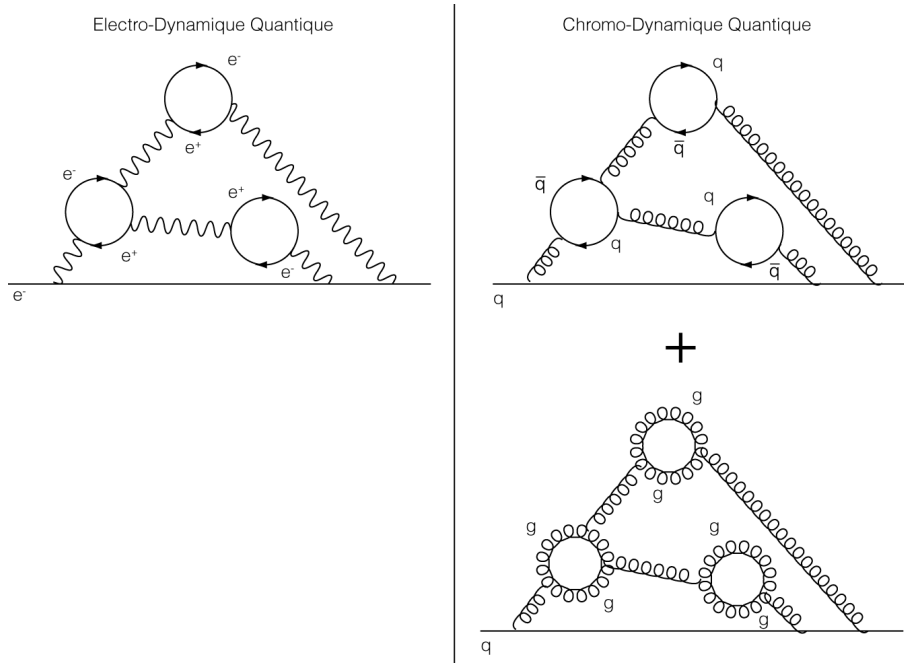


FIGURE 1.3 – Comparaisons entre les différents types d'écrantage. En QED la seule contribution provient des fluctuations fermioniques tandis qu'en QCD il faut ajouter un terme d'anti-écranage dû aux fluctuations gluoniques.

1.2.2 Vers un nouvel état de la matière

La liberté asymptotique amène à prédire un état de la matière dans lequel les quarks et les gluons seraient déconfinés et se comporteraient comme des particules libres : c'est le *Plasma de Quarks et de Gluons* (PQG). Pour atteindre un tel état il y a deux manières possibles :

Compression de la matière nucléaire. La densité de la matière nucléaire ordinaire, notée ε_0 , est de l'ordre de $0,17 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Lorsque la matière nucléaire atteint une densité ε_c comprise entre 5 à $10\varepsilon_0$ tout en gardant

une température basse, les hadrons se recouvrent et les partons ne sont plus confinés dans les hadrons.

Chauffage. Il est réalisé par un apport d'énergie sous forme d'énergie cinétique des noyaux qui composent les faisceaux ce qui permet d'augmenter la densité d'énergie et donc de chauffer la matière. La température du système augmente jusqu'à atteindre une valeur critique T_c au-delà de laquelle le PQG peut se former.

Lorsque la transition de la matière hadronique ordinaire vers le PQG s'effectue nous sommes dans le régime non-perturbatif de la QCD, les valeurs critiques de température et de densité ne peuvent donc pas être calculées analytiquement. Ces calculs sont réalisés avec la méthode de QCD sur réseau (*LQCD : Lattice QCD*).

1.3 La transition de phase

Afin de calculer des grandeurs thermodynamiques, on utilise la fonction de partition grand-canonique donnée par la formule suivante :

$$Z(V, T, \mu_f) = \int dA d\bar{\Psi} d\Psi \exp^{-S_E(A, \bar{\Psi}, \Psi, V, T, \mu_f)}. \quad (1.3)$$

avec Ψ et $\bar{\Psi}$ les fonctions d'onde des quarks, A le champ de jauge (gluons) et S_E est l'action de la chromodynamique dans l'espace euclidien. À partir de cette relation, on peut déterminer des observables physique comme la température, la densité d'énergie et la pression avec les relations suivantes :

$$\frac{p}{T^4} = \frac{1}{VT^3} \ln Z \quad (1.4)$$

$$\frac{\varepsilon - 3p}{T^4} = T \frac{d}{dT} \left(\frac{p}{T^4} \right) \Big|_{\frac{\mu_f}{T} \text{ fixé}}. \quad (1.5)$$

La QCD sur réseau est une approche qui permet de traiter la QCD dans le régime non perturbatif. Elle comprend la région où l'énergie est proche de la constante de couplage Λ_{QCD} . C'est dans ce domaine qu'a lieu la transition de phase de la matière hadronique vers le PQG.

Pour effectuer ces calculs la QCD est reformulée dans un espace-temps discrétisé dont une maille du réseau a une taille de l'ordre de 0,1 fm, les quarks formant les nœuds de ce maillage. C'est une méthode qui permet d'étudier les caractéristiques de la transition de phase mais qui nécessite de grandes ressources de calcul. En effet le temps de calcul augmente quand la masse des

quarks diminue. La QCD fournit des résultats sur les valeurs de la température critique, la densité d'énergie et le type de transition de phase. La figure 1.4 montre les résultats de ces calculs pour différentes compositions du PQG. D'après ces calculs la transition de phase aurait lieu à une température critique T_c de 173 ± 10 MeV [7] et une densité critique d'environ $0,7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Elle peut être de deux types. Une transition du premier ordre implique un passage brusque de la matière ordinaire au PQG avec une coexistence des deux phases. Si elle est du type *crossover*, le passage d'un milieu à l'autre se fait progressivement. Il existerait donc un point critique où les deux types de transitions se rencontrent, ce point est recherché par RHIC² en procédant à un balayage en énergie. Les calculs de QCD situent ce point à $\mu_B^3 = 360 \pm 40 \text{ MeV}$ et $T = 162 \pm 2 \text{ MeV}$ pour un PQG composé de deux quarks légers et d'un quark lourd ($N_f = 2+1$). La figure 1.5 montre la possibilité d'une transition du second ordre en fonction de la masse des quarks.

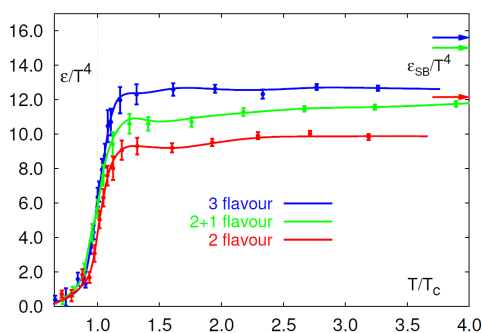


FIGURE 1.4 – Évolution de la densité d'énergie en fonction du rapport T/T_c pour plusieurs compositions de PQG : 2 quarks légers (rouge), 3 quarks légers (bleu), 2 quarks légers et un quark lourd (vert). Les flèches correspondent à la loi de Stefan-Boltzmann qui suppose que le milieu est un gaz parfait.

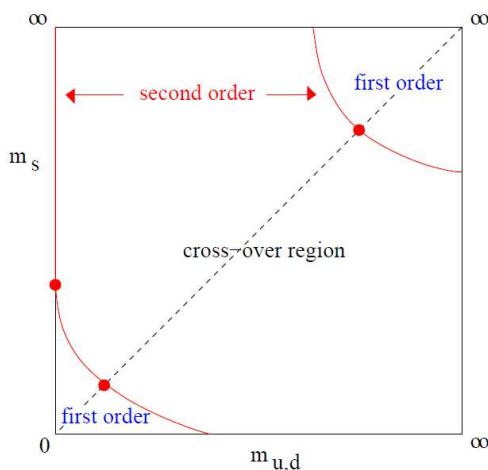


FIGURE 1.5 – Ordre de la transition de phase en fonction de la masse des quarks légers ($m_u = m_d$) et celle du quark étrange (m_s) [7].

2. Relativistic Heavy Ion Collider

3. Le potentiel chimique baryonique est l'énergie nécessaire pour supprimer ou ajouter un nucléon

1.3.1 Le diagramme de phase nucléaire

Ce diagramme (figure 1.6) donne l'état de la matière nucléaire en fonction de la température et de la densité baryonique nette qui est la différence entre la densité de baryon et d'anti-baryon. Les calculs de QCD sur réseau ont permis de dresser la carte de la région du diagramme où la densité baryonique nette est nulle. La partie du diagramme à grandes valeurs μ_B provient de modèles et de calculs perturbatifs. À basse température et faible potentiel chimique les quarks et les gluons sont enfermés dans les hadrons. Lorsque le potentiel chimique augmente, la matière nucléaire passe de l'état ordinaire à un état de supraconduction de couleur. Dans cet état, les quarks forment des paires analogues aux paires de Cooper de la supraconductivité classique. Lorsque la température s'élève, la matière nucléaire subit une transition vers l'état de plasma de quarks et de gluons.

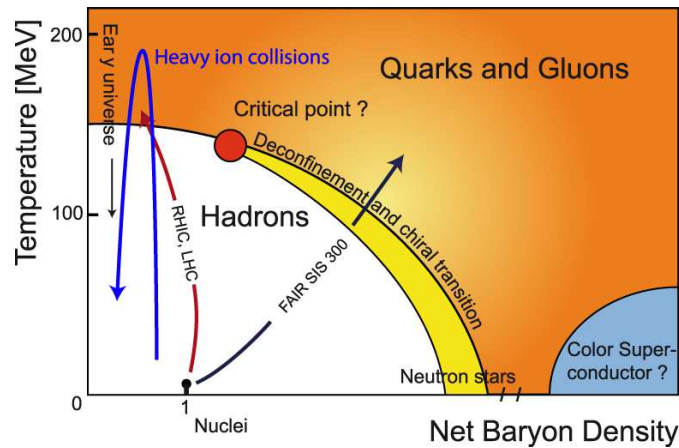


FIGURE 1.6 – Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et de la densité baryonique nette.

1.3.2 La nature du PQG

La première hypothèse sur la nature du PQG était qu'il se comportait comme un gaz parfait. La QCD sur réseau a permis de calculer l'évolution de la pression du système et du terme $\varepsilon - 3p$ en fonction du rapport T/T_c . La figure 1.7 gauche montre l'évolution de la pression du système pour différentes compositions de PQG. Les flèches indiquent la limite de Stefan-Boltzman où le PQG serait un gaz de quarks et de gluons libres. On voit que lorsque le rapport T/T_c est de 4, les prédictions de la QCD restent en-dessous de cette

limite. La partie droite illustre l'évolution du terme $\varepsilon - 3p$ qui représente l'énergie d'interaction. On voit que quand T/T_c augmente, $\varepsilon - 3p$ est non nulle. Ces deux résultats montrent que lorsqu'on est au-dessus de T_c , le système formé n'est pas un gaz parfait de quarks et de gluons. L'état formé serait cependant plus proche d'un liquide au sein duquel les partons interagissent fortement c'est le sPQG (strongly interacting QGP). Les résultats obtenus à RHIC [8] ont confirmé un PQG de ce type. La limite de Stefan-Boltzman pour laquelle le PQG serait un gaz parfait n'est donc pas atteinte.

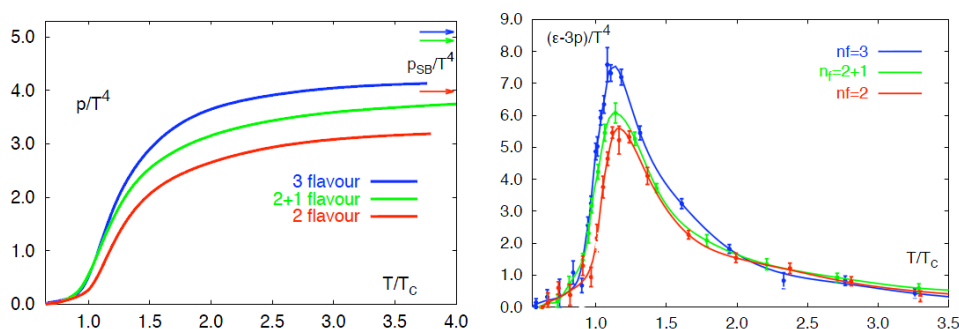


FIGURE 1.7 – Évolution du rapport p/T^4 (gauche) et du terme d'interaction (droite) en fonction du rapport T/T_c .

1.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont employées depuis près de 30 ans dans diverses machines pour tenter de recréer le PQG. C'est d'ailleurs la seule méthode disponible à l'heure actuelle. Les ions lourds accélérés à plus de 99% de la vitesse de la lumière possèdent suffisamment d'énergie pour atteindre des densités et des températures nécessaires à la création d'un PQG. En réalisant de telles collisions on espère parvenir à faire une excursion dans le domaine du PQG (Fig. 1.6) et que l'état final de la collision en gardera une trace observable.

1.4.1 De l'AGS au LHC

Les premières expériences de collisions d'ions lourds ont eu lieu au SPS au CERN à la fin des années 80 avec entre autre l'expérience NA38 puis l'expérience NA50 en 1994. Parallèlement le même type d'expériences avait lieu

	AGS	SPS (NA50)	RHIC	LHC
1 ^{er} faisceau	1992	1994	2001	2009
Type	Cible fixe	Cible fixe	Collisionneur	Collisionneur
Circonférence (km)	0,8	6,9	4,6	27
Système	Au-Au	Pb-Pb	Au-Au	Pb-Pb
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	4,8	17,3	200	2760
ε (GeV/fm ³)	$\sim 1,5$	$\sim 3,5$	<4-5	<10-40
τ_0 (fm/c)	5,4	1,5	0,13	0,05
τ^{vie} (fm/c)	-	-	2,4	≥ 10

TABLE 1.3 – Caractéristiques des principaux accélérateurs d’ions lourds et caractéristiques estimées du PQG [9].

aux États-Unis avec l’AGS (Alternating Gradient Synchrotron). Le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) a été mis en service au début des années 2000. C’est le premier accélérateur d’ions lourds à fonctionner en mode collisionneur. Un intérêt majeur de ce type de fonctionnement est la possibilité d’atteindre des énergies très élevées dans le centre de masse. Enfin le LHC (Large Hadron Collider) a été mis en service en 2009, les premières collisions d’ions lourds ont eu lieu fin 2010 à une énergie de 2,76 TeV (initialement prévue à 5,5 TeV). Les principales caractéristiques de ces accélérateurs sont présentées dans le tableau 1.3 avec les densités d’énergie ε , le temps de formation τ_0 et le temps de vie τ^{vie} estimés du PQG. Ces collisions sont une condition nécessaire mais pas suffisante pour atteindre l’état de PQG. Il faut tenir compte d’un paramètre lié à ce type de collisions qui est la centralité, le PQG étant formé dans les collisions les plus centrales.

1.4.2 Centralité de la collision

La centralité est définie par le paramètre d’impact b qui est la distance dans le plan transverse entre les centres de deux noyaux. Plus sa valeur est petite, plus la surface de recouvrement des noyaux est grande. Les nucléons qui sont dans la zone de recouvrement sont appelés participants (N_{part}) tandis que les autres poursuivent leur trajectoire initiale sans participer à la réaction, ce sont des nucléons spectateurs (N_{spec}) (Fig. 1.8). Lorsque b est petit la collision est dite centrale, c’est au cours de ce type de collision que les conditions sont les plus favorables à la création d’un PQG. Le paramètre d’impact ne peut être mesuré directement, il existe cependant une méthode pour l’évaluer.

Le modèle de Glauber

C'est un modèle géométrique [10] qui permet de relier le paramètre d'impact à des grandeurs mesurables expérimentalement comme l'énergie déposée par les nucléons spectateurs. La collision des deux noyaux est décomposée comme une somme de collisions élémentaires nucléon-nucléon. Le modèle considère les noyaux comme des sphères dures composées de nucléons distribués selon la distribution de Fermi qui a pour expression :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}. \quad (1.6)$$

où ρ_0 est la densité nucléaire normale, R le rayon du noyau et a son épaisseur. La densité $T_A(s)$ de nucléons par unité de surface à une position \vec{s} dans le noyau A, a pour expression :

$$T_A(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz A \rho(\sqrt{s^2 + z^2}). \quad (1.7)$$

est La fonction de recouvrement, notée $T_{AB}(b)$, des noyaux A et B pour un paramètre d'impact b fixé est donnée par la formule :

$$T_{AB}(b) = \int d^2s T_A(s) T_B(|\vec{b} - \vec{s}|). \quad (1.8)$$

En connaissant la section efficace totale d'interaction inélastique nucléon-nucléon σ_{NN} , on peut extraire le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon N_{coll} quand le noyau A traverse le noyau B :

$$N_{coll}(b) = \sigma_{NN} T_{AB}(b). \quad (1.9)$$

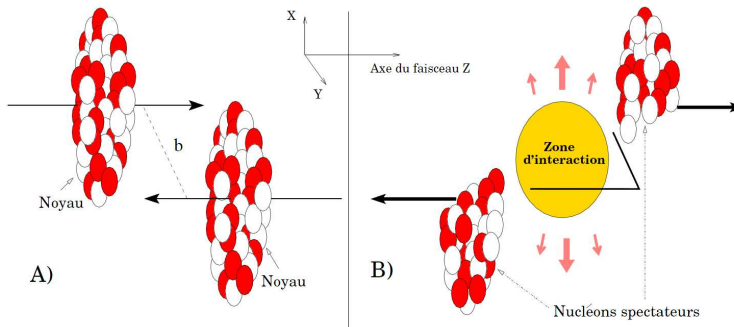


FIGURE 1.8 – Représentation schématique d'une collision d'ions lourds.

Le nombre de nucléons participants N_{part} qui permet d'estimer la centralité de la collision pour un paramètre d'impact b est donné par la formule suivante [11] :

$$N_{part}(b) = \int d^2s T_A(s) \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\sigma_{NN} T_B(|\vec{b} - \vec{s}|)}{B} \right]^B \right\} + \int d^2s T_B(|\vec{b} - \vec{s}|) \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\sigma_{NN} T_A(s)}{A} \right]^A \right\}. \quad (1.10)$$

1.4.3 Transparence

Au cours d'une collision d'ions lourds, les noyaux sont ralentis par les interactions entre les nucléons des deux noyaux. En augmentant l'énergie dans le centre de masse la trajectoire des nucléons est de moins en moins affectée, les noyaux semblent devenir transparents l'un pour l'autre. Afin de quantifier ce phénomène, il faut introduire la notion de pouvoir d'arrêt. Il est défini comme le décalage entre la rapidité initiale des nucléons et leur rapidité après collision. Expérimentalement, la transparence se mesure via le nombre baryonique net. Pour un pouvoir d'arrêt important, et donc une énergie dans le centre de masse faible, il y a peu de création de nouvelles particules ce qui se traduit par la mesure d'un nombre baryonique net élevé. Lorsque l'énergie du centre de masse augmente, les noyaux deviennent plus transparents ce qui entraîne moins d'interactions élastiques tandis que la section efficace inélastique augmente. Le nombre de particules nouvellement créées augmente et le nombre baryonique mesuré diminue. Si les noyaux sont complètement transparents, le nombre baryonique net mesuré devient proche de zéro dans la région de rapidité centrale. La figure 1.9 montre le nombre de protons net en fonction de la rapidité dans le centre de masse obtenus par l'AGS, le SPS et le RHIC. Les résultats de l'AGS montrent une distribution centrée autour de zéro ce qui est la conséquence d'un grand pouvoir d'arrêt. Au SPS, l'augmentation de l'énergie permet de constater la diminution du nombre baryonique net. Enfin, au RHIC où l'énergie est encore plus élevée, le nombre baryonique net est proche de zéro ce qui indique une très grande transparence et donc de grandes quantités de particules créées.

1.4.4 Densité d'énergie

Afin de savoir si la transition de phase a été atteinte lors d'une collision, il faut mesurer la densité d'énergie. Les calculs de QCD sur réseau prédisent une transition à une densité critique de l'ordre de $0,7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. La densité

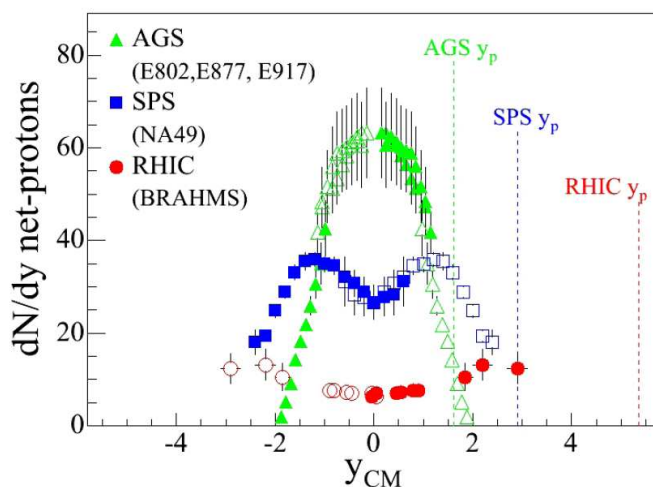


FIGURE 1.9 – Distributions en rapidité de la densité nette de protons mesurées à l'AGS (Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 5$ GeV), au SPS (Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV et au RHIC (Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV)[12].

d'énergie dépend de deux paramètres : l'énergie des faisceaux et la centralité de la collision, plus elle est centrale, plus la densité d'énergie atteinte est élevée. Elle peut être estimée en utilisant la formule de Bjorken :

$$\varepsilon = \frac{1}{A_T \tau_0} \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0}. \quad (1.11)$$

Avec A_T la surface de recouvrement des deux noyaux, E_T l'énergie transverse à rapidité nulle et τ_0 le temps de formation du PQG (environ 1 fm/c dans le scénario de Bjorken). La valeur de τ_0 est sujette à discussion car elle devrait dépendre de l'énergie du faisceau. Des mesures réalisées à RHIC ont permis d'estimer cette valeur à 0,35 fm/c pour les collisions Au-Au à 200 GeV [13] ce qui conduit à une densité d'énergie d'environ 4,1 GeV/fm³. Cette valeur est bien au-dessus de la densité critique de nécessaire pour créer le PQG.

1.4.5 Chronologie d'une collision

L'évolution de la collision est schématisée sur la figure 1.10. À $\tau = 0$ fm/c les noyaux entrent en collisions. C'est à ce moment qu'ont lieu les interactions dures, décrites par la QCD perturbative, entre les partons qui aboutissent à la formation de quarks lourds, de photons directs et de jets. À $\tau \simeq 0,2$ fm/c un grand nombre de quarks légers et de gluons sont produits avec des impulsions transverses assez petites de l'ordre de 2 à 3 GeV/c. La multiplicité

de la collisions est très liée à cette étape. Entre $\tau = 1$ fm/c et $\tau = 2$ fm/c, le système évolue vers un état où les quarks et les gluons sont déconfinés : la thermalisation. Les expériences suggèrent une thermalisation rapide mais cette phase n'est toujours pas bien comprise dans le cadre de la QCD. À partir de $\tau = 2$ fm/c, le milieu thermalisé arrive à un équilibre thermodynamique : le Plasma de Quarks et de Gluons. La durée de vie du PQG qui dépend de la densité d'énergie et de la taille du système n'excède pas quelques fm/c (de l'ordre de 10 fm/c au maximum). Ensuite l'expansion du milieu entraîne un refroidissement jusqu'à une température critique à laquelle une nouvelle transition de phase se produit. Les partons sont à nouveau confinés et le plasma disparaît pour laisser la place à un gaz de hadrons. Ce nouveau système a une densité d'énergie trop petite pour permettre la création de particules par chocs inélastiques. La composition chimique du milieu est alors fixée : c'est le gel chimique (*chemical freeze-out*). Les collisions élastiques vont ensuite cesser, les propriétés cinématiques des hadrons se figent, c'est le gel cinétique (*kinematic freeze-out*).

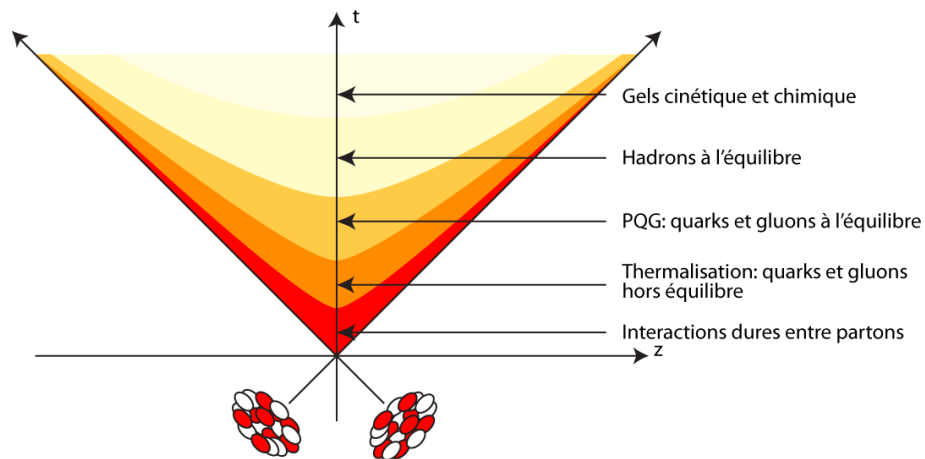


FIGURE 1.10 – Évolution spatio-temporelle d'une collision de deux noyaux lourds dans le référentiel du cône de lumière selon le scénario de Bjorken-Shuryak.

1.5 Les observables globales

1.5.1 Impulsion transverse

Lors de la collision la majeure partie des particules produites est émise dans le plan transverse de la collision. Cet ensemble de particules est constitué essentiellement de pions, kaons et protons d'impulsion transverse $p_T \lesssim 2$ GeV/c, c'est le "bulk" de la matière produite. La section efficace différentielle de production de particules en fonction de p_T peut être divisée en deux régimes [14]. À bas p_T les particules sont produites par des processus mous dont la production peut être modélisée par un profil thermique indépendant de l'énergie disponible dans le centre de masse :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \Big|_{\text{mou}} \propto \exp(-6p_T). \quad (1.12)$$

Tandis que les particules de haut p_T sont produites par des processus durs dont la section efficace peut être modélisée avec une loi de puissance en p_T :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \Big|_{\text{dur}} = \frac{1}{p_T^n} F(x_T) = \frac{1}{\sqrt{s}^n} G(x_T). \quad (1.13)$$

où x_T est la fraction d'impulsion transverse du hadron défini par $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$. Les fonctions de structure et de fragmentation sont regroupés dans les termes $F(x_T)$ et $G(x_T)$.

1.5.2 Flot collectif

Lors d'une collision d'ions lourds avec un paramètre d'impact non nul, la zone d'interaction est anisotrope [15] ce qui a pour conséquence que le gradient de pression exercé sur les particules du plan d'interaction, défini par l'axe du faisceau et le paramètre d'impact, est plus important que celui exercé dans le plan perpendiculaire (Fig. 1.11).

Afin de mesurer ce phénomène la distribution des particules est décomposée en série de Fourier dont les coefficients sont données par la relation suivante [16] :

$$v_n = \langle \cos [n(\phi - \Psi_r)] \rangle. \quad (1.14)$$

ϕ correspond à l'angle azimutal de la particule, Ψ_r l'angle du plan de réaction qui correspond à l'angle entre le plan de réaction et plan de l'événement (Fig. 1.12) et n l'ordre de l'harmonique. Le premier coefficient v_1 correspond au flot direct, il est négligeable [17]. Le second coefficient v_2 caractérise le flot

elliptique qui est lié à l'excentricité de la collision et qui est étudié depuis longtemps [18]. La mesure des différents coefficients se fait par l'observation des corrélations entre les particules, ce qui aboutit à la structure caractéristique dans le cas des collisions les plus centrales, présentée sur la figure 1.13.

Les mesures du flot elliptique au RHIC [20] et au LHC [21] fournissent une preuve de la nature fortement couplée du PQG et de son comportement proche d'un fluide parfait. Les mesures se tournent désormais vers la viscosité de ce fluide. On cherche à déterminer si le fluide observé est plus ou moins éloigné du fluide idéal ce qui peut s'observer via la mesure du rapport viscosité de cisaillement par la densité d'entropie défini par η/s obtenu par la mesure des coefficients de Fourier v_3 et v_5 [19].

1.6 Les signatures du PQG

Même si on peut, grâce aux collisions d'ions lourds, recréer le PQG en laboratoire, son observation directe reste impossible. On doit donc chercher à détecter un certain nombre de signatures de la présence d'un PQG. La création d'un milieu dense comme le plasma doit affecter un certain nombre de processus de production de particules. Il faut également étudier les effets qui peuvent affecter ces processus sans qu'il y ait de PQG, c'est l'objectif des

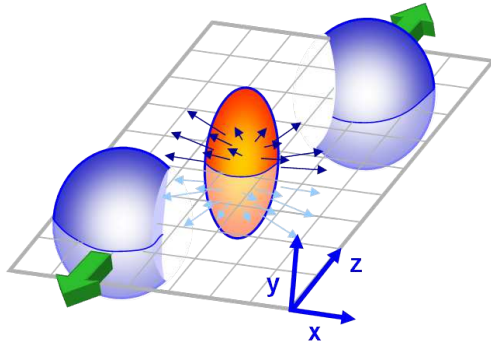


FIGURE 1.11 – Géométrie de la collision et définition du plan de réaction. Les gradients de pression, représentés par les différentes flèches, sont plus importants dans le plan de réaction.

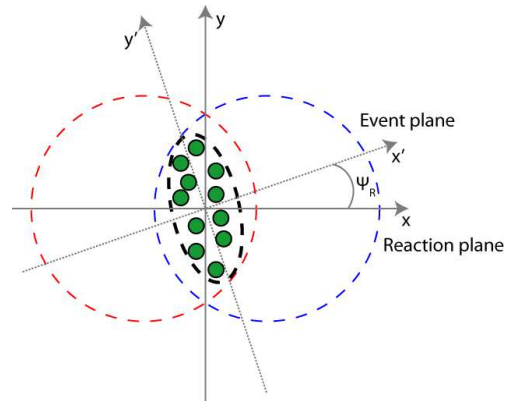


FIGURE 1.12 – Représentation du plan de réaction et du plan d'événement.

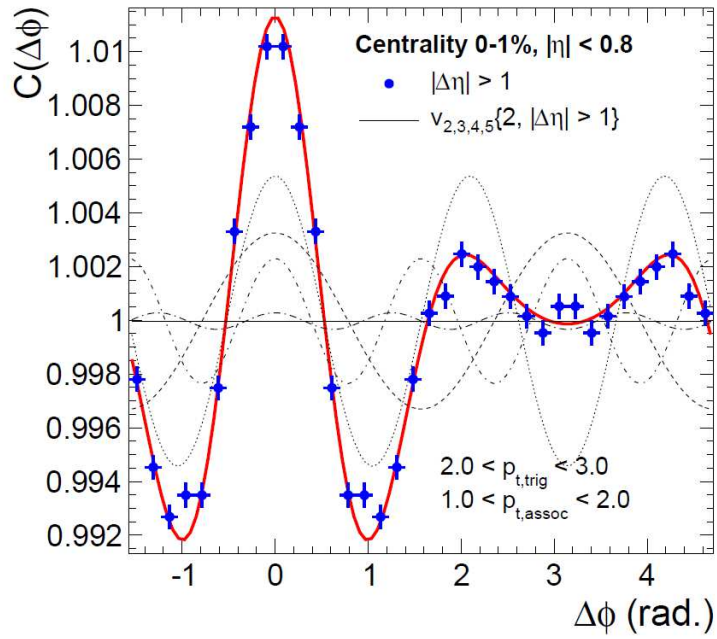


FIGURE 1.13 – Corrélation azimutale entre paires de particules mesurées dans la région $0 < \Delta\phi < \pi$ entre une particule déclencheuse (pic à $\Delta\phi = 0$) avec $2 < p_T < 3$ GeV/c et une particule associée avec $1 < p_T < 2$ GeV/c (structure en double pic dit "away-side") pour la classe en centralité 0-1% (collisions les plus centrales) dans l'expérience ALICE au LHC. La ligne rouge montre la somme des coefficients de Fourier v_2 , v_3 , v_4 et v_5 (pointillés) [19].

collisions proton-proton et p-A. Il existe plusieurs signatures, on présentera dans la suite deux exemples : la suppression des hadrons de haut p_T et la suppression des résonances lourdes.

1.6.1 Les hadrons de haut p_T

La suppression non-corrélée

Les partons de haut p_T émis au début de la collision vont perdre leur énergie par diffusion élastique et gluonsstrahlung lors de leur traversée du milieu dense engendré par la collision. Cette perte d'énergie se traduit par une diminution de l'impulsion transverse des hadrons issus de la fragmentation des partons. Expérimentalement cela se traduit par une diminution des taux de production des hadrons de haut p_T dans les collisions A-A par rapport aux taux de production dans les collisions proton-proton. Pour observer cette diminution, il faut définir le facteur de modification nucléaire $R_{AA}(p_T, b)$. Ce facteur est défini comme le rapport des distributions en p_T des collisions A-A et proton-proton à une même énergie et normalisé au nombre de collisions binaires N_{coll} estimé avec le modèle de Glauber.

$$R_{AA}(p_T, y, b) = \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy}{N_{coll} d^2 N_{pp}/dp_T dy}. \quad (1.15)$$

Lorsqu'il n'y a pas d'effets nucléaires ce rapport est égal à 1. Cela signifie que les hadrons produits n'ont pas été modifiés par les effets nucléaires ou un PQG. Ce rapport présenté sur les figures 1.14 et 1.15 a été mesuré par les expériences PHENIX et ALICE pour plusieurs canaux. Pour la figure 1.15, le R_{AA} des mésons charmés est plus grand que celui des hadrons légers ce qui implique une suppression plus faible des mésons charmés par rapport aux hadrons légers. Cette suppression plus faible s'explique par le mécanisme de *dead cone* [22]. Dans un milieu dense formé lors des collisions Pb-Pb, la perte d'énergie des particules se fait par émission de gluons. Le mécanisme de *dead cone* interdit l'émission de gluons avec un angle θ tel que :

$$\theta < m_q/E_q \quad (1.16)$$

où m est la masse du quark et E son énergie. Les quarks lourds émettent donc moins de gluons que les quarks légers.

La suppression corrélée

Les partons de haut p_T sont produits par paires au début de la collision via des processus durs. Ils se fragmentent et produisent deux jets séparés par

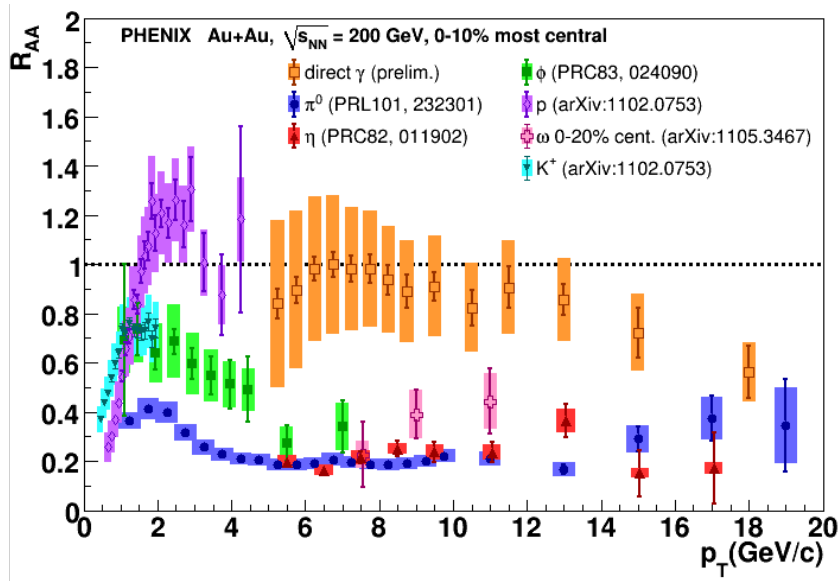


FIGURE 1.14 – Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour différents canaux dans les collisions Au-Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mesuré par l'expérience PHENIX au RHIC.

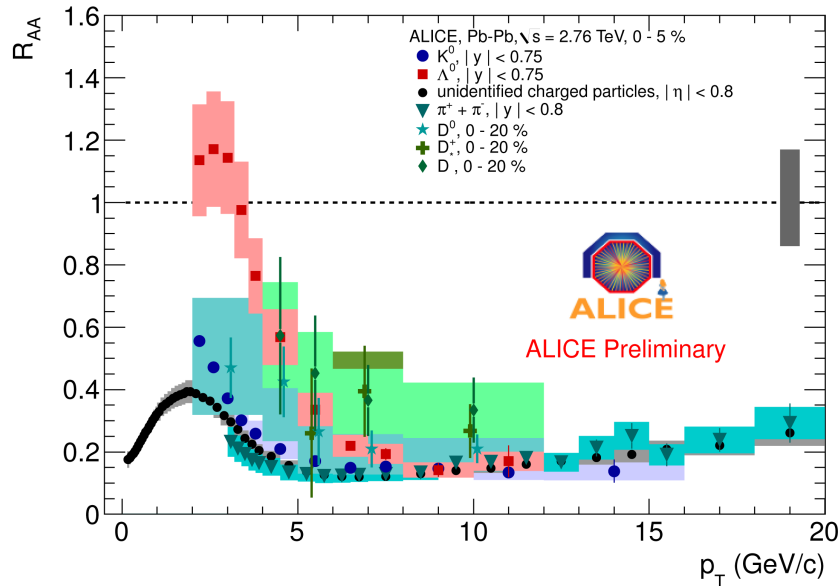


FIGURE 1.15 – Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour différents canaux dans les collisions Pb-Pb centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV mesuré par l'expérience ALICE.

un angle $\Delta\phi$ d'environ 180° . Si l'origine des jets se situe en périphérie de la collision, un des hadrons peut s'échapper en ayant perdu très peu d'énergie alors que le second perd presque toute son énergie en traversant le PQG. Cela a pour conséquence une suppression des hadrons de haut p_T autour de $\Delta\phi = 180^\circ$. Ce phénomène a été observé expérimentalement par STAR, la figure 1.16 montre la distribution azimutale des hadrons de $p_T > 2$ GeV/c par rapport à un hadron déclencheur de 4 GeV/c. On voit clairement la corrélation entre les hadrons de haut p_T dans les collisions p-p et d-Au alors que dans les collisions centrales Au-Au, elle a disparu. Cela peut s'expliquer par le fait qu'un des deux partons a perdu toute son énergie en traversant le PQG.

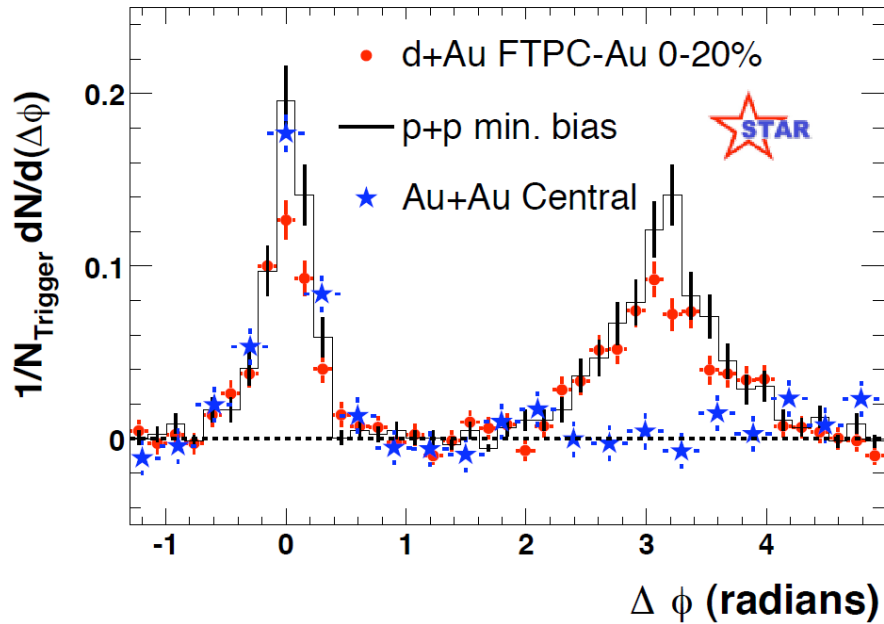


FIGURE 1.16 – Corrélation azimutale des hadrons de haut p_T mesurée par l'expérience STAR au RHIC dans différents systèmes : p-p (ligne continue), centrales d-Au (ronds) et Au-Au centrales (étoiles) [23].

1.7 Le J/ψ comme sonde du PQG

1.7.1 Les quarks lourds

Le mécanisme de formation dominant des quarks lourds aux énergies atteintes auprès du LHC est la fusion de gluons ($gg \rightarrow Q\bar{Q}$). La production de la paire $Q\bar{Q}$ nécessite une quantité d'énergie supérieure à la masse de la paire : c'est l'effet de seuil. Cette étape peut donc être décrite avec la QCD perturbative. Ces paires étant produites au début de la collision, elles vont interagir avec le milieu formé et en conserveront une trace.

1.7.2 Mécanisme de production

Après la création de la paire, un état lié (un J/ψ par exemple) peut être créé par coalescence. Il faut alors prendre en compte l'état de couleur de la paire après coalescence, les quarks et les gluons étant colorés cela aboutit à la formation d'un état singulet ou octet de couleur. La couleur doit être neutralisée afin d'obtenir une particule neutre de ce point de vue. Cette neutralisation fait intervenir des émissions de un ou plusieurs gluons peu énergétiques (gluons mous). Plusieurs modèles expliquant la coalescence ont été proposés depuis la découverte du J/ψ : le modèle du Singulet de Couleur (CSM : Color Singlet Model), le modèle d'évaporation de couleur (CEM : Color Evaporation Model) et le modèle d'Octet de Couleur (COM : Color Octet Model). Ces modèles font intervenir des calculs à différents ordres. Le plus simple est le Leading Order (LO) qui fait intervenir un seul vertex d'interaction. C'est le mode de production majoritaire des quarks lourds. D'autres mécanismes complémentaires d'ordres supérieurs viennent s'ajouter ensuite, ils sont appelés Next-to Leading Order (NLO) et Next-to-Next-to Leading Order (NNLO). Les diagrammes de Feynman de la figure 1.17 illustrent ces différents mécanismes pour le modèle CSM.

Color Singlet Model

Dans ce modèle [24, 25] on suppose que le spin et la couleur de la paire $Q\bar{Q}$ ne changent pas pendant la coalescence or les états physiques étant sans couleur cela implique que la paire est produite dans un état singulet de couleur. La transition de la paire $Q\bar{Q}$ au J/ψ se fait par émission d'au moins un gluon mou. Le modèle fait aussi l'hypothèse de l'approximation statique : les quarks étant lourds, leurs impulsions sont petites devant leurs masses. On suppose donc que le méson est créé au repos dans son référentiel de centre de masse.

Les résultats sur l'analyse des J/ψ par la collaboration CDF (Fig. 1.20) montrèrent que la partie prompt était bien au-dessus des prédictions du CSM LO tandis que les dépendances en p_T prédites ne correspondent pas aux données expérimentales. Le CSM a été complété par des calculs récents effectués au NLO et NNLO. La figure 1.18 montre que les calculs au NLO reproduisent mieux la section efficace que le LO comparés aux données expérimentales du RHIC. Les calculs NNLO*, qui est un NNLO incomplet dans lequel tout les diagrammes de Feymann ne sont pas sommés, semblent très bien reproduire la distribution en p_T , mais le modèle ne peut pas être étendu en-dessous de 5 GeV/c car il utilise une approximation valable pour un p_T significativement plus grand que la masse du quark c .

Color Evaporation Model

Ce modèle a été proposé par H. Fritzsch et Halzen en 1977 [27, 28]. Contrairement au CSM, la couleur et le spin ne sont pas spécifiés et la paire de quarks n'est pas supposée être dans un état singulet de couleur. La section efficace de production d'un quarkonium est donnée par la formule suivante

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9} \int_{m_Q}^{m_{Q\bar{Q}}} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm} dm. \quad (1.17)$$

Dans laquelle les bornes d'intégration sont le seuil de production d'une paire quark/antiquark lourds ($2m_Q$) et le seuil de production de deux mésons charmés ou beaux ($Q\bar{Q}$). Le facteur $\frac{1}{9}$ donne la probabilité d'avoir un état singulet de couleur. La section efficace pour un état particulier, un J/ψ par exemple, est donnée par :

$$\sigma_{J/\psi} = \rho_{J/\psi} \sigma_{onium}. \quad (1.18)$$

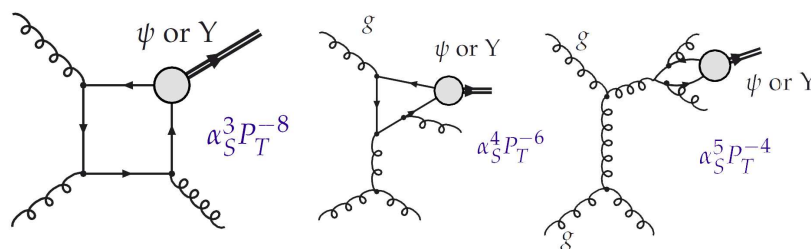


FIGURE 1.17 – Mécanismes de production de quarks lourds aux différents ordres pour le modèle CSM. Gauche : LO $gg \rightarrow J/\psi g$. Milieu : NLO $gg \rightarrow J/\psi gg$. Droite : NNLO* (NNLO incomplet) $gg \rightarrow J/\psi ggg$.

C'est un modèle phénoménologique, les valeurs de ρ sont déterminées à partir d'ajustement sur les données expérimentales. De plus il ne donne aucune prédiction sur la polarisation du quarkonium produit ce qui est un test très important pour discriminer les modèles existants.

Color Octet Model

Dans ce modèle [29, 30, 31], qui est basé sur la QCD non-relativiste (NRQCD), la paire $Q\bar{Q}$ est produite dans un état octet de couleur. Le COM semble bien reproduire les données sur la production de J/ψ en fonction de l'impulsion transverse. Dans ce modèle le quarkonium est créé en trois étapes comme illustré sur la figure 1.19.

La première étape est la création de la paire $c\bar{c}$ à partir de la fusion de deux gluons. La paire obtenue est alors dans un état octet de couleur. La seconde étape consiste à obtenir un état pré-résonnant singulet de couleur via des gluons du milieu environnant. Enfin l'état pré-résonnant évolue vers un état lié singulet de couleur : le quarkonia. La figure 1.20 montre les mesures de la production de J/ψ en fonction de l'impulsion transverse dans l'expérience CDF. Les prédictions du CSM au LO sous estiment la production du J/ψ mesurée tandis que celles du COM semble correctement décrire les données.

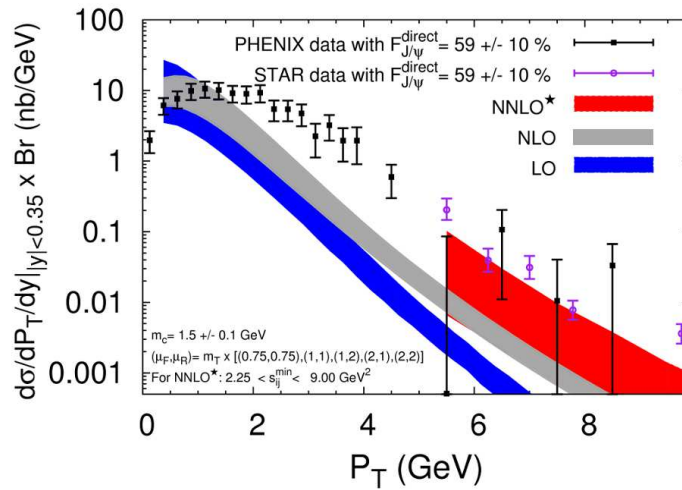
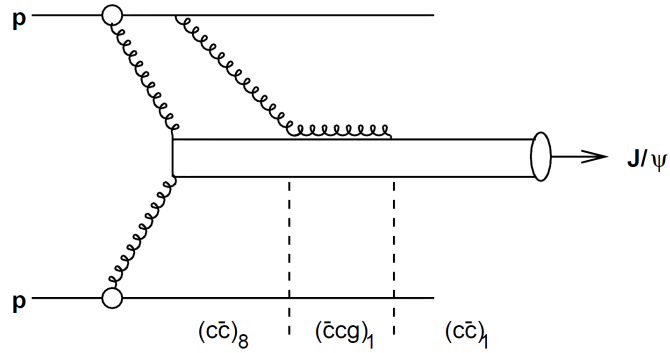
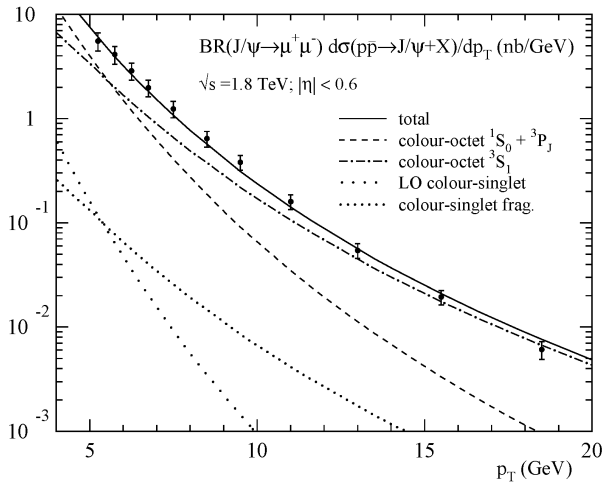


FIGURE 1.18 – Comparaison entre les données de RHIC et les prédictions du CSM [26].

FIGURE 1.19 – Production d'un J/ψ via le modèle octet de couleur.FIGURE 1.20 – Comparaison des spectres en impulsion transverse des J/ψ observés au Tevatron avec les spectres prédits par les modèles CSM et le COM.

1.8 Mécanismes de suppression

1.8.1 La suppression normale

L'absorption nucléaire

Les résultats de l'expérience NA38 du CERN ont montré une diminution du taux de production du J/ψ dans les collisions proton-noyau par rapport aux collisions proton-proton (Fig. 1.21). Cependant la densité d'énergie atteinte dans les collisions proton-noyau n'est pas suffisante pour créer un PQG. Afin d'expliquer cette suppression, un mécanisme d'absorption nucléaire a été suggéré. Dans ce mécanisme la paire $c\bar{c}$ créée au début de la collision peut interagir avec le milieu nucléaire et être absorbée. La probabilité de survie d'une paire en fonction de la longueur L de matière nucléaire traversée s'écrit :

$$S \sim \exp(-\rho_0 \sigma^{abs} L). \quad (1.19)$$

Où ρ_0 est la densité nucléaire normale du noyau. L'utilisation de différents types de noyaux et à plusieurs énergies (200 et 450 GeV) permet de faire varier la longueur de matière nucléaire traversée. La valeur de la section efficace d'absorption nucléaire du J/ψ est de $4,48 \pm 0,35$ mb [32].

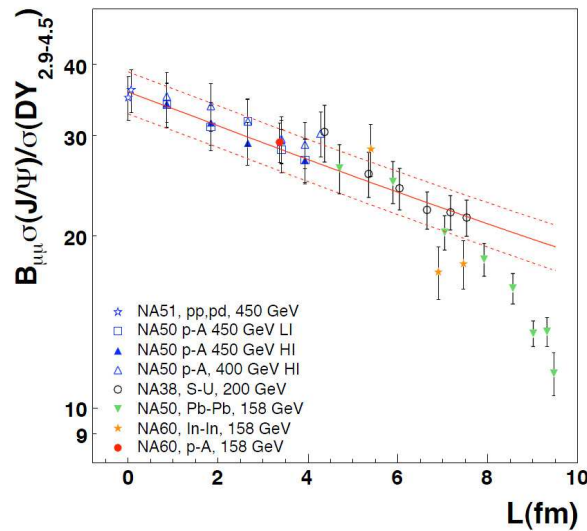


FIGURE 1.21 – Suppression du J/ψ normalisé par le Drell-Yan⁵. La production de J/ψ diminue à mesure que la longueur de matière nucléaire traversée augmente [33].

Le shadowing

C'est un effet de l'état initial de la collision. La production de paires de quarks lourds aux énergies du LHC a lieu principalement par fusion de gluons ce qui implique que leurs distributions dans les nucléons va modifier les taux de production des quarkonia. Or ces distributions varient avec l'énergie et comme au LHC les énergies atteintes permettent d'accéder à des x_B ⁶ plus petits qu'au RHIC ou au SPS, l'effet du shadowing sera important (Fig. 1.22). Il faut donc tenir compte de ces effets ce qui implique de connaître les fonctions de distributions partoniques dans le nucléon. L'effet du shadowing est introduit par un facteur de modification nucléaire noté $R_i^A(x, Q^2)$ où i désigne un parton. Dans le cas du LHC, les quarks lourds sont produits par fusion de gluons, le facteur devient donc :

$$R_g^A(x, Q^2) = \frac{f_g^A(x, Q^2)}{f_g(x, Q^2)}. \quad (1.20)$$

où $f_g^A(x, Q^2)$ désigne la PDF des gluons dans le noyau et $f_g(x, Q^2)$ celle des gluons dans un nucléon. On parle de shadowing quand ce rapport est plus petit que 1, ce qui entraîne une diminution des sections efficaces. Lorsque R_g^A est plus grand que 1, on parle d'anti-shadowing.

1.8.2 La suppression anormale par écrantage de couleurs

La suppression des résonances de quarks lourds est une signature proposée par Matsui et Satz en 1986 [35], elle repose sur l'écrantage de couleur dans le milieu déconfiné. Elle suppose que la densité de charges de couleur dans le PQG est suffisamment élevée pour écranter les quarks lourds composant la résonance et empêcher la formation des états liés. Les quarks lourds se recombinant alors avec des quarks légers (u,d) présents en grande quantité dans le milieu pour former des mésons charmés et beaux. Une telle suppression a été observée au SPS (Fig. 1.24) et au RHIC (Fig. 1.25). Les calculs de QCD sur réseau permettent d'estimer les différentes températures de dissociations notées T_d . Les résonances ayant des dimensions différentes et donc des température de dissociation différentes, il doit exister un ordre dans leurs suppressions comme le montre la figure 1.23. L'ordre de cette suppression serait $\psi(2S)$, $\chi_c(1P)$, $\Upsilon(3S)$, $\Upsilon(2S)$, $J/\psi(1S)$ et $\Upsilon(1S)$. Le $\psi(2S)$ et $\chi_c(1P)$

5. Le Drell-Yan consiste en l'annihilation d'une paire $q\bar{q}$ en un photon qui décroît en une paire de leptons.

6. Variable de Bjorken notée aussi x . Elle correspond à la fraction d'impulsion emportée par le parton qui participe à l'interaction. Sa valeur est comprise entre 0 et 1.

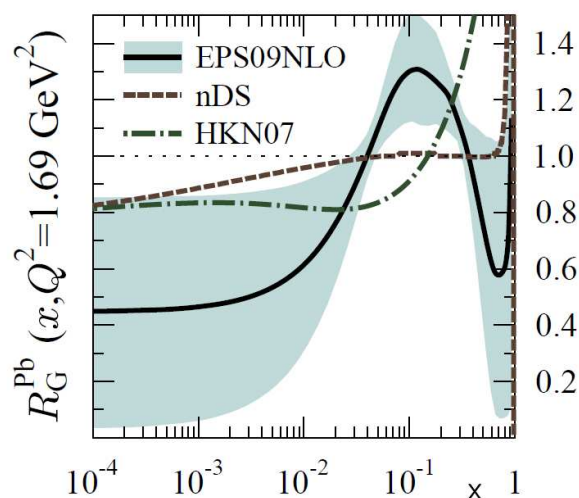


FIGURE 1.22 – Rapport $R_g^A(x, Q^2)$ des gluons dans un noyau de plomb en fonction du x de Bjorken pour différentes paramétrisations [34].

ont des températures de dissociation de l'ordre de la température critique T_c ce qui correspond à une densité se situant entre 0,5 et 1,5 GeV/fm^3 [36]. Les densités d'énergie atteintes au SPS et au RHIC sont respectivement d'environ 3 GeV/fm^3 et 5 GeV/fm^3 [9] ce qui est inférieur au seuil de dissociation du J/ψ (environ 30 GeV/fm^3 [36]). Or 30 % des J/ψ proviennent de la désintégration du $\chi_c(1P)$ et 10% de celle du $\psi(2S)$ [36], ce qui permet de conclure qu'une suppression du J/ψ de l'ordre de 40 % au SPS et au RHIC indiquerait que l'on a atteint T_c . Au LHC la densité d'énergie atteinte devrait être suffisante pour observer une suppression des J/ψ directs mais il faudra prendre en compte la contribution des hadrons beaux à hauteur de 10 % à la production de J/ψ [37]. Un second mécanisme pourrait avoir de l'importance au LHC. Du fait du nombre important de paires $c\bar{c}$ produites au LHC, ~ 110 par collision centrale Pb-Pb [38], la recombinaison des quarks c et \bar{c} pourrait aboutir à une augmentation du nombre de J/ψ . La famille des Υ sera également étudiée au LHC car elle constitue une très bonne sonde du milieu, en particulier du fait de la contribution de la recombinaison estimée comme faible. De plus l' $\Upsilon(2S)$ possède une température de dissociation proche de celle du J/ψ et celle de l' $\Upsilon(3S)$ est très proche de la température critique (Tab. 1.4). Même si la statistique est insuffisante ou la résolution en masse du détecteur est trop basse pour observer ces deux états, une suppression de l' $\Upsilon(1S)$ et donc des états $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$ indiquerait que l'on a dépassé la température critique. La figure 1.26 présente l'observation de la suppression

État lié	$J/\psi(1S)$	$\chi_c(1P)$	$\psi(2S)$	Υ	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
Masse (GeV)	3,097	3,525	3,686	9,46	10,02	10,35
Dimension (fm)	0,50	0,72	0,90	0,28	0,56	0,78
T_d/T_c	2,10	1,16	1,12	$>4,0$	1,60	1,17

TABLE 1.4 – Caractéristiques des résonances de la famille du J/ψ et du Υ [36, 7].

relative des résonances $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$ par rapport à la résonance $\Upsilon(1S)$ par CMS [39]. Une suppression d'environ 30% de l'état $\Upsilon(1S)$ est également observée sur la figure 1.27. Cette suppression semble être due à la fonte des états $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$.

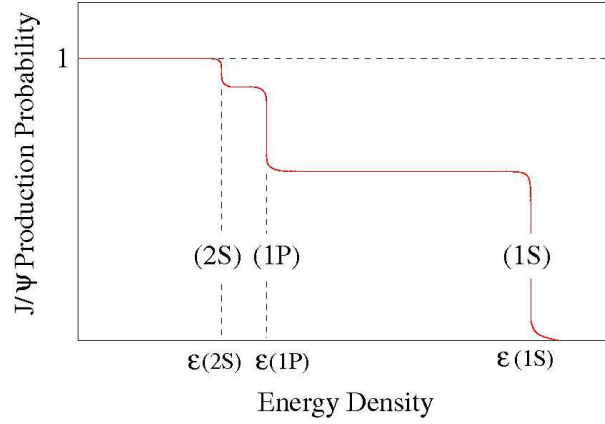


FIGURE 1.23 – Suppression des résonances de la famille du J/ψ (Tab. 1.4) en fonction de la densité d'énergie.

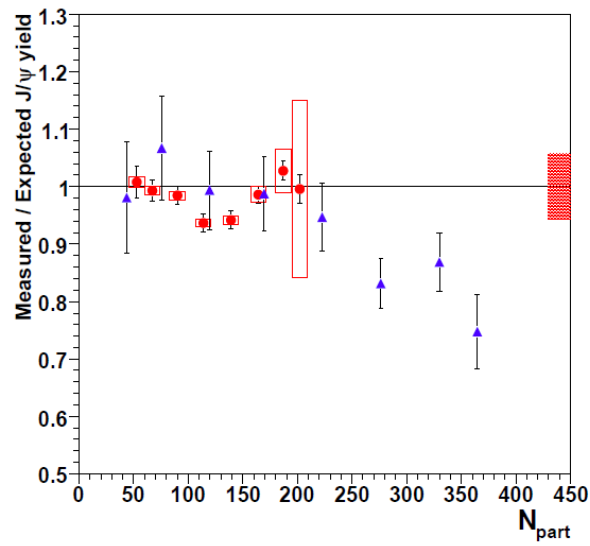


FIGURE 1.24 – Suppression du J/ψ pour des collisions In-In (cercles) et Pb-Pb (triangles) en fonction du nombre de participants dans l'expérience NA60 [33].

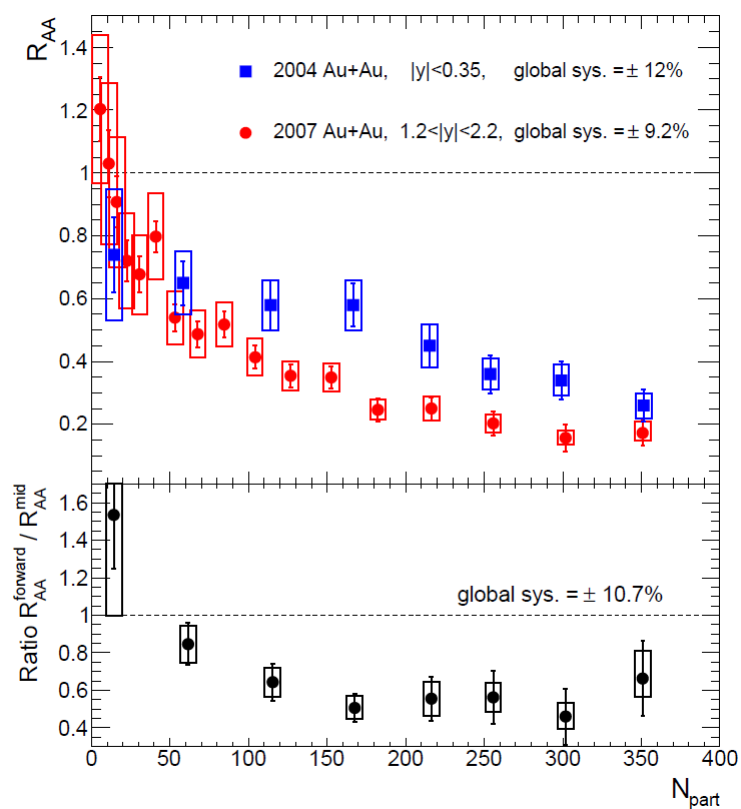


FIGURE 1.25 – Suppression du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants mesurée à rapidité centrale et vers l’avant par l’expérience PHENIX (haut). Le rapport entre la suppression vers l’avant et centrale présenté dans le bas de la figure[40].

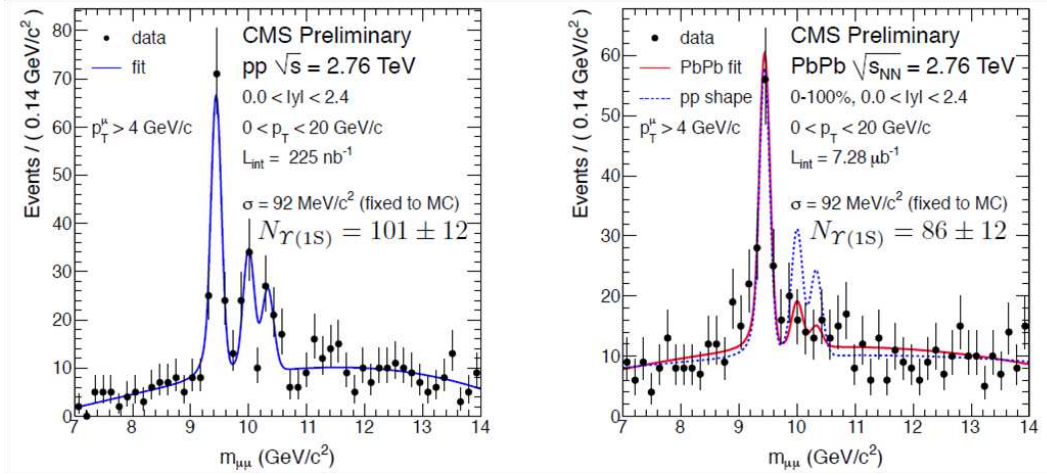


FIGURE 1.26 – Distributions en masse invariante en dimuon pour les collisions proton+proton (gauche) et Pb+Pb (droite). Dans le cas des collisions Pb+Pb, la ligne continue est obtenue par un ajustement aux données Pb+Pb et la ligne en pointillé provient de l’ajustement pour les données p+p à la même énergie[39].

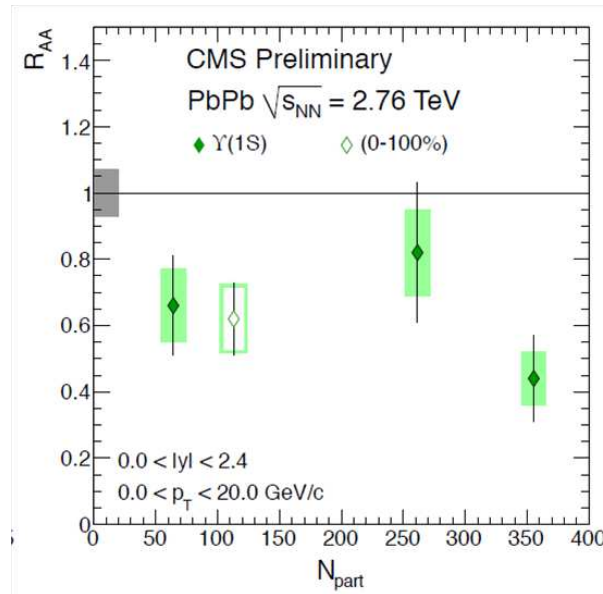


FIGURE 1.27 – Facteur de modification nucléaire de l’état $\Upsilon(1S)$ en fonction du nombre de participants dans les collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV [39].

Bibliographie

- [1] K. Nakamura et al. Particle Data Group. *J. Phys. G*, 37(075021), 2010.
- [2] D. J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet Behaviour of Non-Abelian Theories. *Phys. Lett. D*, 30, 1343, 1973.
- [3] D. J. Gross and F. Wilczek. Asymptotically Freedom Gauge Theories. *Phys. Lett. D*, 8, 1973.
- [4] H. D. Politzer. Reliable perturbative results for strong interactions? *Phys. Lett. D*, 30, 1973.
- [5] S. Bethe. α_s at Zinnowitz. *Nucl. Phys. Proc. Suppl*, 135 :345–352, 2004.
- [6] Halzen and Martin. Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics. *Wiley*.
- [7] Helmut Satz. Colour deconfinement and quarkonium binding. *J. Phys. G*, 32(R25), 2006.
- [8] RHIC Collaboration. Hunting the Quark Gluon Plasma. *BNL-73847*, 18 Avril 2005.
- [9] David d’Enterria. Quark-Gluon Matter. *J. Phys. G*, 34(S53), 2007.
- [10] 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.
- [11] R. Nouicer. Similarity of Initial States in A+A and p+p Collisions in Constituent Quarks Framework. *AIP Conf. Proc*, 828 :11–16, 2005.
- [12] BRAHMS Collaboration : I.G. Bearden et al. From $y=0$ to $y=3$: Recent results from brahms. *Nucl. Phys. A*, page 705, 2003.

-
- [13] PHENIX collaboration. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration. *Nucl. Phys.*, A(757) :184–283, 2005.
- [14] PHENIX Collaboration. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration. *Nucl. Phys. A*, pages 184–283, 2005.
- [15] J. Y. Ollitrault. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys. Rev. D*, 46 :229, 1992.
- [16] S. Voloshin and Y. Zhang. Flow Study in Relativistic Nuclear Collisions by Fourier Expansion of Azimuthal Particle Distributions. *Z. Phys. C*, 70 :665–672, 1996.
- [17] J. Adams et al. STAR Collaboration. Azimuthal Anisotropy at the Relativistic Heavy Ion Colider : The First and Fourth Harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 92, 2004.
- [18] R. Snellings et al. Anisotropic flow from RHIC to the LHC. *Eur.Phys.J.C*, 49 :87–90, 2007.
- [19] ALICE Collaboration. Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV. *Phys. Rev. Lett*, 107 :032301, 2011.
- [20] K. H. Ackermann et al. Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 86, 2001.
- [21] K. Aadmodt et al. Elliptic Flow of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 105, 2010.
- [22] Yu.L. Dokshitzer and D.E. Kharzeev. Heavy quark colorimetry of QCD matter. *Phys. Lett. B*, 519 :199–206, 2001.
- [23] STAR Collaboration : J. Adams et al. Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma : The STAR Collaboration’s Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions. *Nucl. Phys. A*, 757 :102–183, 2005.
- [24] G. A. Schuler. Quarkonium production and decays. *CERN-TH 717094*, *hep-ph/9403387*, 1994.
- [25] E. L. Berger and D. L. Jones. Inelastic photoproduction of J/ψ and ψ' by gluons. *Phys. Rev. D*, 1981.

-
- [26] J.P. Lansberg. QCD corrections to J/ψ polarisation in pp collisions at RHIC. *Phys. Lett. B*, 695 :149–156, 2010.
- [27] H. Fritzsch. Producing heavy quark flavors in hadronic collisions. A test of quantum chromodynamics. *Phys. Lett. B*, 67 :217, 1977.
- [28] F. Halzen. Rutherford report. *Phys. Lett. B*, 69 :105, 1977.
- [29] G. T. Bodwin, E. Braaten, and J. Lee. Comparison of the Color Evaporation Model and the NRQCD factorizations approach in charmonium production. *Phys. Rev. D*, 72, 2005.
- [30] G. T. Bodwin, E. Braaten, , and G. P. Lepage. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev. D*, 51, 1995.
- [31] G. P. Lepage, L. Magnea, C. Nakhleh, U. Magnea, and K. Hornos. Improved non relativistic QCD for heavy quark physics. *Phys. Rev. D*, 46, 1992.
- [32] NA50 Collaboration. A new measurement of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *Eur. Phys. J. C*, 39 :335–354, 2005.
- [33] NA60 Collaboration : A Ferretti et al. Highlights on the NA60 experiment. *J. Phys. G*, 36, 2007.
- [34] K.J. Eskola, H. Paukkunen, and C.A. Salgado. Nuclear PDFs at NLO - status report and review of the EPS09 results. *Plenary talk given by K.J.E. at the Hard Probes 2010*, 2010.
- [35] T. Mastui and H. Satz. J/ψ Suppression by quark gluon plasma formation. *Phys. Lett. B*, 178 :416–422, 1986.
- [36] F. Karsch, D. Kharzeev, and H. Satz. Sequential charmonium dissociation. *Phys. Lett. B*, 637 :75–80, 2006.
- [37] The LHCb Collaboration. Measurement of J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 71(1645), 2011.
- [38] ALICE Collaboration. Physics performance report vol.2. *Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 2006.
- [39] Mihee and Jo. Dimuon results in PbPb and pp collisions in CMS. Technical Report CMS-CR-2011-252. CERN-CMS-CR-2011-252, CERN, Geneva, Oct 2011.

- [40] PHENIX Collaboration. J/ψ suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{(s_{NN})}=200$ GeV. *arXiv :1103.6269v1*, 2011.

Chapitre 2

Le Large Hadron Collider

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC : Large Hadron Collider) est à ce jour le plus puissant accélérateur du monde. Il se trouve au CERN, installé dans le tunnel de 27 km de circonférence qu'occupait son prédécesseur : le LEP (Large Electron Positron collider) à une profondeur comprise entre 50 m du côté du lac Léman et 175 m sous le Jura.

2.1 L'accélérateur

C'est un collisionneur : 2 faisceaux de particules (protons ou ions) circulent en sens opposés à une vitesse proche de la lumière avant de rentrer en collision aux différents points d'interaction où se trouvent les expériences. L'emploi d'un collisionneur présente deux grands intérêts :

- L'énergie disponible pour les interactions est bien plus grande qu'une expérience sur cible fixe où la majorité de l'énergie est dans le mouvement longitudinal du centre de masse.
- Utilisation de plusieurs expériences simultanément ce qui n'est pas le cas des machines linéaires ou des expériences avec cibles fixes.

Cependant, la luminosité d'un collisionneur est beaucoup plus faible que pour une expérience sur cible fixe. Les principales caractéristiques des faisceaux sont présentées dans le tableau 2.1. Afin de guider les faisceaux le long de l'anneau, le LHC utilise entre autres 1234 aimants dipolaires de 15 m de long dont le rôle est de maintenir les particules sur une trajectoire quasi-circulaire tandis 392 aimants quadrupolaires permettent de focaliser/défocaliser les faisceaux. D'autres types d'aimants viennent s'ajouter : sextupolaires et d'ordres supérieurs dont le but est de corriger les défauts de chromaticité (fait de dévier différemment des particules avec des énergies différentes). Pour maintenir les trajectoires des faisceaux, les aimants dipolaires

	Protons	Pb^{82+}
Énergie (TeV/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
Espacement des paquets (ns)	25	100
Nombre de paquets	2808	592
Luminosité maximale ($cm^{-2}.s^{-1}$)	10^{34}	10^{27}
Luminosité maximale auprès d'ALICE ($cm^{-2}.s^{-1}$)	10^{31}	10^{27}

TABLE 2.1 – Caractéristiques prévues des faisceaux de proton et de plomb au LHC.

doivent délivrer un champ magnétique de 8,4 T ce qui implique l'utilisation d'aimants supraconducteurs. L'emploi de tels aimants nécessite un refroidissement proche du zéro absolu pour maintenir l'effet supraconducteur. Les aimants dipolaires sont refroidis à l'aide de 94 tonnes d'hélium liquide qui permet d'obtenir une température de 1,9 K (-271,3 °C), un refroidissement complet prenant 6 semaines. Le LHC est de par ce fait la plus grande installation cryogénique du monde.

Le vide qui règne au sein de la machine est aussi une caractéristique très importante. Il doit être le plus poussé possible afin de minimiser les collisions parasites entre les paquets de particules et d'éventuelles particules résiduelles. La pression dans l'enceinte à vide des faisceaux est 10^{-13} atm, on parle d'ultra-vide.

Le LHC est en fait le dernier maillon de la chaîne d'accélération du CERN. Les protons sont d'abord accélérés dans un accélérateur linéaire (LINAC 2) pour atteindre une énergie de 50 MeV puis ils passent dans le PSB (Proton Synchrotron Booster) qui augmente l'énergie du faisceau jusqu'à 1,4 GeV. Les protons sont ensuite envoyés dans le PS (Proton Synchrotron) où leur énergie est augmentée jusqu'à 25 GeV. Ils sont alors injectés dans un troisième accélérateur : le SPS (Super Proton Synchrotron) pour atteindre une énergie de 450 GeV. Enfin les faisceaux sont injectés dans le LHC où ils seront accélérés jusqu'à l'énergie de 7 TeV (Fig. 2.1). Cependant après l'incident de 2008, le système d'aimants a été entièrement re-validé pour des faisceaux de 3,5 TeV [1]. La montée en énergie jusqu'à 7 TeV devrait se faire après la période de maintenance prévue fin 2012.

Le complexe d'accélérateurs du CERN

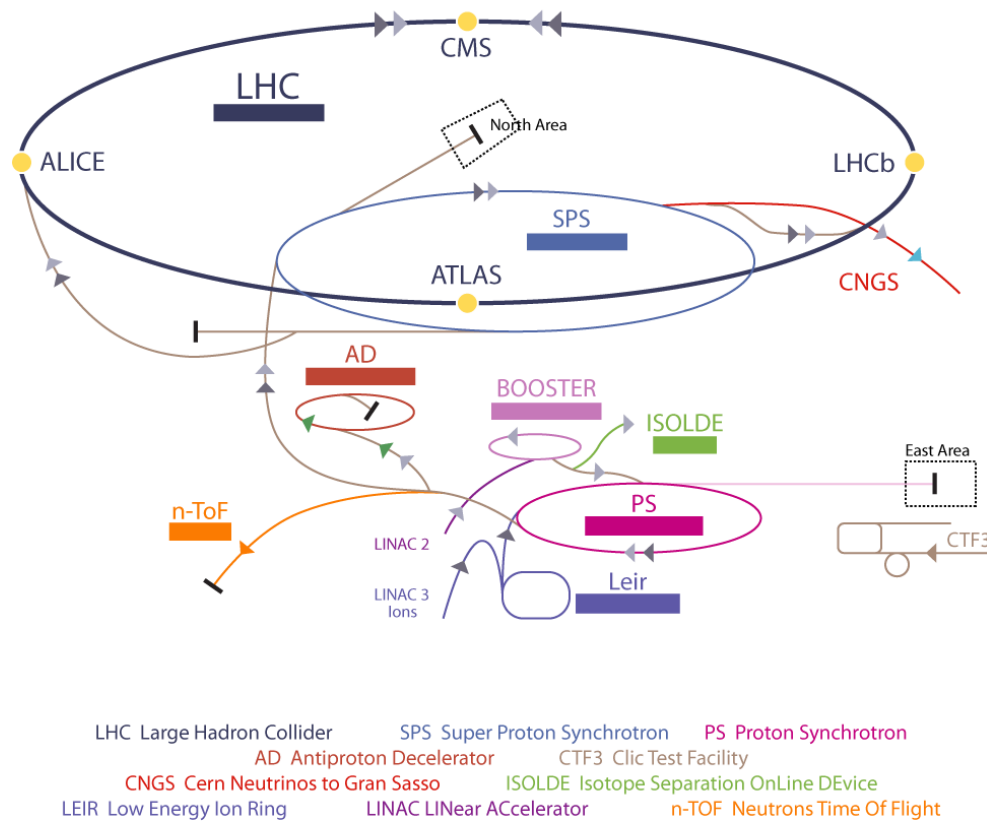


FIGURE 2.1 – Complexe d'accélération du CERN.

2.2 Le LHC comme collisionneur d'ions lourds

La production des ions lourds est plus complexe que celle des protons. Les ions plombs sont d'abord produits dans l'état Pb^{27+} par une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) générant un champ radio-fréquence de 14,5 GHz. Le faisceau produit est alors accéléré par un linac (Linear Accelerator) et les ions sont épluchés au travers d'une feuille de carbone pour donner des ions plomb dont la moyenne est l'état Pb^{54+} . On sélectionne alors les ions Pb^{54+} avec un filtre magnétique. Ils subiront un nouvel épluchage lors du passage du PS au SPS à travers une feuille d'aluminium qui permettra d'obtenir les ions Pb^{82+} (Fig 2.2).

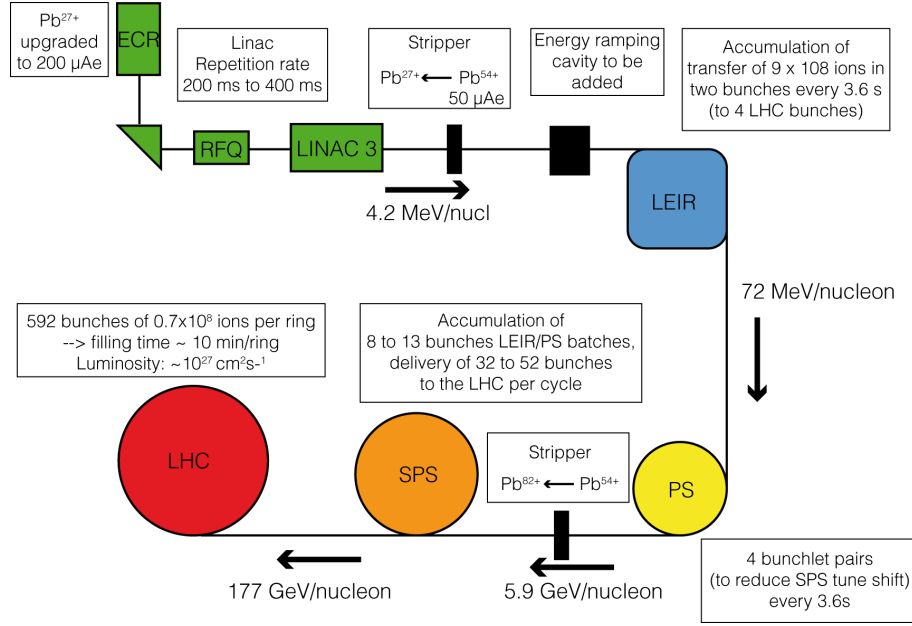


FIGURE 2.2 – Production et accélération des ions Pb

2.3 La luminosité

La luminosité L est une grandeur très importante qui permet de calculer le nombre d'événements par unité de temps. Elle est définie par le rapport $L = N/\sigma$, N étant le nombre de collisions par seconde et σ la section efficace d'un processus donné. La luminosité dépend de nombreux paramètres liés aux faisceaux et à la machine. Elle peut être exprimée par la relation suivante[2] :

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \varepsilon_n \beta^*} F \quad (2.1)$$

Où N_b est le nombre de particule par paquet, n_b le nombre de paquet par faisceau, f_{rev} la fréquence de révolution, γ_r le facteur relativiste, ε_n l'émittance transverse normalisée du faisceau, β^* la fonction beta au point de collision et F un facteur géométrique de réduction de la luminosité dû à l'angle de croisement des faisceaux au point d'interaction. Dans une première approche, les contributions faisceaux-gaz et la diffusion intra-faisceaux due au ions lourds ne sont pas prises en compte.

La luminosité est maximale à l'injection du faisceau et décroît au cours du temps selon la formule suivante [2] :

$$L(t) = \frac{L_0}{(1 + t/\tau_{coll})^2} \quad (2.2)$$

avec

$$\tau_{coll} = \frac{N_0^{tot}}{L\sigma_{tot}k} \quad (2.3)$$

où L_0 est la luminosité maximale du faisceau, N_0^{tot} son intensité maximale, σ_{tot} la section efficace totale d'interaction et k le nombre de points d'interaction.

2.4 Les expériences

ALICE

A Large Ion Collider Experiment [3]. C'est le détecteur consacré à l'étude des collisions d'ions lourds et en particulier à la recherche du Plasma de Quarks et de Gluons. ALICE fonctionne également en collisions proton+proton qui servent de référence pour les ions lourds. La collaboration compte plus de 1000 scientifiques représentant 104 instituts et 31 pays.

ATLAS

A Toroidal Lhc ApparatuS [4]. C'est une expérience généraliste. Elle s'intéresse en particulier à la recherche du boson de Higgs mais aussi à la physique au-delà du Modèle Standard comme la technicouleur, extra-dimensions... C'est le plus grand détecteur pour ce type de physique jamais construit, il mesure 46 mètres de long, 25 mètres de large, 25 mètres de haut pour une masse de 7000 t. La collaboration compte plus de 3500 scientifiques provenant de 174 instituts de 38 pays.

CMS

Compact Muon Solenoid [5]. Il poursuit les mêmes objectifs physiques qu'ATLAS mais avec des techniques de détection différentes. Ces différences sont essentielles, CMS pourra confirmer ou bien infirmer les résultats d'ATLAS (et vice-versa). CMS a la particularité d'être le seul détecteur du LHC dont les différentes parties ont été pré-assemblées à la surface puis descendues dans la caverne pour l'assemblage final. Plus de 2000 scientifiques représentant 155 instituts et 37 pays collaborent à cette expérience.

LHCb

Large Hadron Collider beauty [6]. C'est un détecteur consacré à l'étude de l'asymétrie matière/antimatière par l'observation des mésons B. La collaboration LHCb compte 650 scientifiques représentant 48 instituts et 13 pays.

LHCf

Large Hadron Collider forward [7]. Ce détecteur se focalise sur l'observation des particules émises à très petits angles par rapport à la direction du faisceau pour simuler des rayons cosmiques en conditions de laboratoire. L'expérience LHCf compte 21 scientifiques représentant 10 instituts et 6 pays.

TOTEM

TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement [8]. Cette expérience étudie des particules à très petits angles. TOTEM va par exemple mesurer la taille des protons et évaluer précisément la luminosité du LHC. L'expérience compte 70 scientifiques représentant 10 instituts et 7 pays.

2.5 Premiers faisceaux

En 2010, le LHC a atteint des pics de luminosité de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en collisions proton-proton avec 400 paquets en circulations (16 paquets collisionnants pour ALICE) espacés de 150 ns et une énergie de 3,5 TeV par faisceau. Pendant la phase d'exploitation des ions lourds, des crêtes de luminosité de $3 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ont été atteintes avec des faisceaux contenant jusqu'à 137 paquets dont 129 pour ALICE, espacés de 500 ns. Lors de la recharge de la source de plomb le LHC est repassé en mode proton ce qui a permis d'effectuer des tests pour l'année 2011 avec des espacements de 50 et 75 ns et jusqu'à 824 paquets circulant dans un seul faisceau. En 2011, le LHC a atteint un total de 1380 paquets de proton en circulation avec un espacement de 50 ns ce qui représente environ la moitié du nombre total de paquets. La luminosité atteinte est supérieure à $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En août 2011 le LHC a atteint ses prévisions pour cette même année en terme de luminosité intégrée avec 2 fb^{-1} enregistrée au 5 août.

Bibliographie

- [1] A.Siemko and M.Zerlauth. Preconditions for operating at 5 TeV in 2010. In *Proceedings of Chamonix 2010 workshop on LHC Performance* .
- [2] LHC Collaboration. LHC machine. *JINST 3 S08001*, 2008.
- [3] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at CERN LHC. *JINST 3 S08002*, 2008.
- [4] ATLAS Collaboration. The ATLAS experiment at CERN LHC. *JINST 3 S08003*, 2008.
- [5] CMS Collaboration. The CMS experiment at CERN LHC. *JINST 3 S08004*, 2008.
- [6] LHCb Collaboration. The LHCb detector at CERN LHC. *JINST 3 S08005*, 2008.
- [7] LHCf Collaboration. The LHCf detector at CERN LHC. *JINST 3 S08006*, 2008.
- [8] TOTEM Collaboration. The TOTEM detector at CERN large hadron collider. *JINST 3 S08007*, 2008.

Chapitre 3

L'expérience ALICE au LHC

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est la seule expérience du LHC particulièrement dédiée aux collisions d'ions lourds et en particulier à la mise en évidence du Plasma de Quarks et de Gluons. ALICE mesure 26 m de long pour une hauteur et une largeur de 16 m. Le détecteur se décompose en 2 parties : une partie dite centrale située à l'intérieur d'un solénoïde et un spectromètre à muons qui sera décrit plus en détails dans le chapitre suivant. ALICE devra identifier un très grand nombre de particules ce qui implique la mesure de plusieurs variables cinématiques. La mesure de plusieurs observables comme les quarks lourds, les photons ou les jets permet de signer la présence d'un PQG. Ces mesures impliquent l'emploi de sous-détecteurs adaptés à chaque type d'observables. ALICE effectue des mesures sur trois types de collisions. Les collisions p+p permettent d'obtenir des données de référence pour les collisions d'ions lourds. Les collisions p-A prévues vers fin 2012 donneront des informations sur les effets nucléaires dans l'état initial de la collision. Enfin, les collisions Pb+Pb permettent d'atteindre une densité d'énergie suffisante pour recréer l'état de PQG. Dans ce chapitre nous allons détailler les différents sous-détecteurs qui composent le détecteur ALICE. Nous introduirons également les notions de base des systèmes de déclenchement, d'acquisition de données ainsi que l'environnement d'analyse.

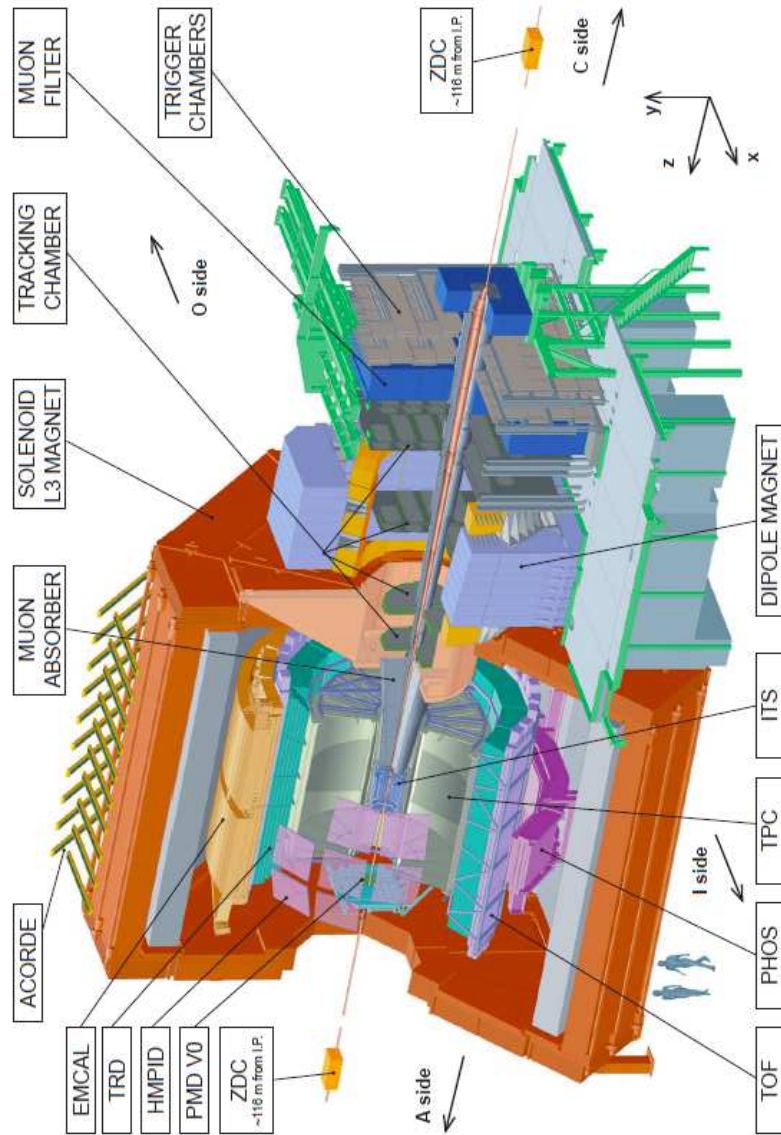


FIGURE 3.1 – Le détecteur ALICE.

3.1 Reconstruction des trajectoires et identification des particules

La qualité de la reconstruction des traces est un facteur très important pour l'identification des particules. En effet, pour les différentes analyses de physique, il faut connaître avec la meilleure précision possible l'impulsion, la rapidité et l'emplacement des différents vertex. Cela implique l'utilisation de détecteurs avec de hautes granularités afin d'obtenir une très bonne résolution spatiale notamment dans les régions proches du point d'interaction. La partie centrale d'ALICE doit également identifier des particules chargées (pions, kaons, protons) et neutres (photon, π^0) avec des impulsions allant de 0,1 à plusieurs GeV/c. Cet ensemble de mesures est réalisé à l'aide de plusieurs types de détecteurs (silicium, gazeux, effet Cherenkov...) spécialisés dans la détection soit de particules chargées soit neutres et qui opèrent chacun dans un domaine d'impulsion et de rapidité restreint comme le montre les figures 3.2 et 3.3. De plus, dans le cas où une même trajectoire est reconstruite dans plusieurs détecteurs, il est possible de combiner les différentes données issues de chaque détecteur afin que l'identification soit améliorée. L'emploi de tous ces détecteurs fait qu'ALICE utilise un grand nombre de technologies de détection. Tous les détecteurs ont été mis en service avec des mesures effectuées pendant plusieurs mois de prises de données de rayonnements cosmiques en 2008 et 2009.

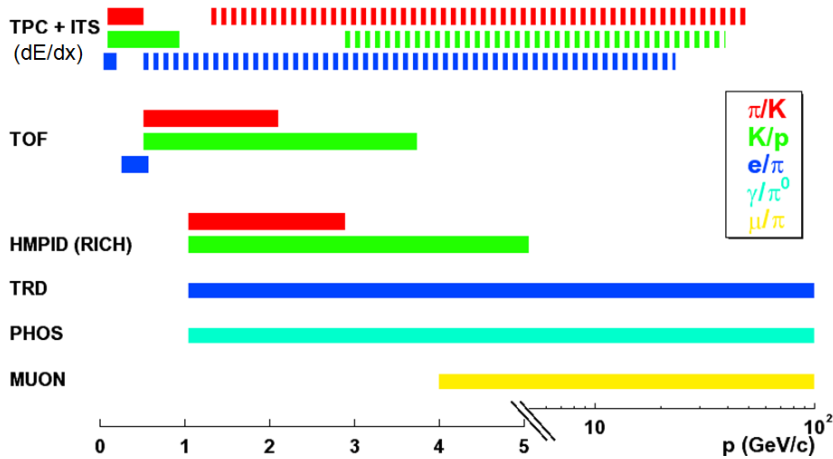


FIGURE 3.2 – Superposition des différents domaines de détection en impulsion des détecteurs d'ALICE pour différents types de particules. Trait plein : séparation à 3σ , en pointillé, à 2σ [1].

3.2 Les détecteurs de la partie centrale

Les détecteurs de la partie centrale d'ALICE se trouvent dans l'aimant solénoïdal récupéré de l'expérience L3 du LEP qui délivre un champ maximal de 0,5 T. Le but est d'étudier la production de jets, de l'étrangeté, les photons thermiques, les quarks lourds, les corrélations γ -jets. La détection et l'identification des particules chargées dans la partie centrale, exception faite des muons qui sont mesurés par le spectromètre à muons, reposent sur un ensemble de cinq détecteurs : ITS (Inner Tracking System), TPC (Time Projection Chamber), TRD (Transition Radiation Detector), TOF (Time Of Flight) et HMPID (High Momentum Particle Identification Detector). Le système de trajectographie interne (ITS) ayant en plus le rôle de reconstruire les différents vertex. La reconstruction des traces est assurée par l'ITS et la TPC. Les particules neutres sont mesurés par le PHOS (PHoton Spectrometer) et l'étude des jets est assurée par l'EMCAL (ElectroMagnetic CALorimeter).

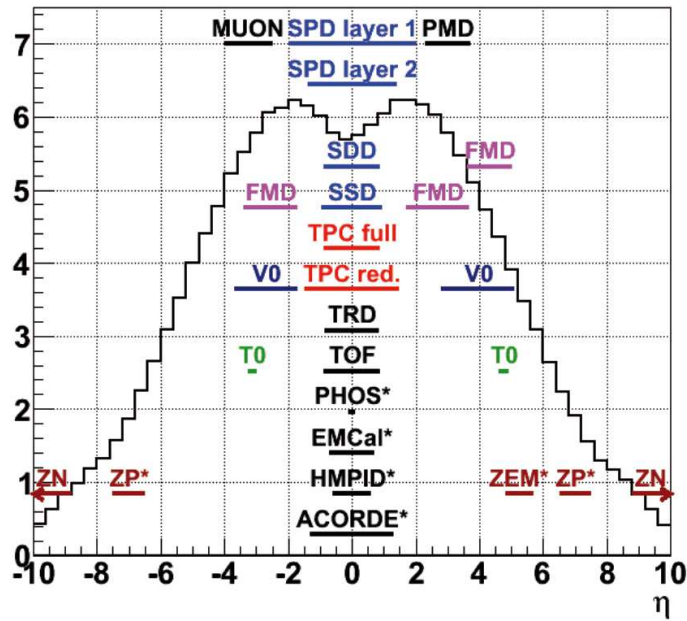


FIGURE 3.3 – Couvertures en rapidité des différents détecteurs d'ALICE.

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

C'est le détecteur le plus proche du point d'interaction [2]. Il est constitué de 6 couches cylindriques de détecteurs en silicium qui entourent le tube faisceau (figure 3.4). Son rôle est multiple. Il doit déterminer l'emplacement du vertex primaire avec une résolution spatiale meilleure que $100 \mu m$, reconstruire les vertex secondaires provenant de la désintégration des mésons lourds, des hyperons et des K_s^0 . La détection du vertex primaire est assignée aux deux couches les plus internes du détecteur : des détecteurs à pixels (SPD : Silicon Pixel Detector). Les quatre autres couches faites de détecteurs à dérive (SDD : Silicon Drift Detector) et à micro-pistes (SSD : Silicon Strip Detector) sont chargées d'identifier et de reconstruire les particules chargées de faibles impulsions ($p < 100 \text{ MeV}/c$). L'identification des particules est obtenue par la mesure de leurs pertes d'énergie dE/dx lorsqu'elles traversent les différentes couches du détecteur. La haute multiplicité attendue lors des collisions Pb+Pb (50 particules par cm^2 pour la couche interne) impose une très grande granularité, ce qui se traduit par près de 13 millions de voies d'électronique dont la majeure partie sont celles du SPD (Tab 3.1).

Couche	Type	Nombre de voies électroniques
1	SPD	3278400
2	SPD	6556800
3	SDD	43008
4	SDD	90112
5	SSD	1148928
6	SSD	1459200

TABLE 3.1 – Nombres de voies électroniques par couche de l'ITS.

La figure 3.5 montre la séparation des pions/kaons/protons avec les premières données à 7 TeV.

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

C'est le principal détecteur de la partie centrale et c'est aussi le plus grand détecteur de ce type jamais construit [3]. Le détecteur mesure 5,1 m de long, 5,6 m de largeur pour un volume de 88 m^3 . La TPC doit reconstruire les trajectoires et calculer les impulsions des particules dans un domaine de

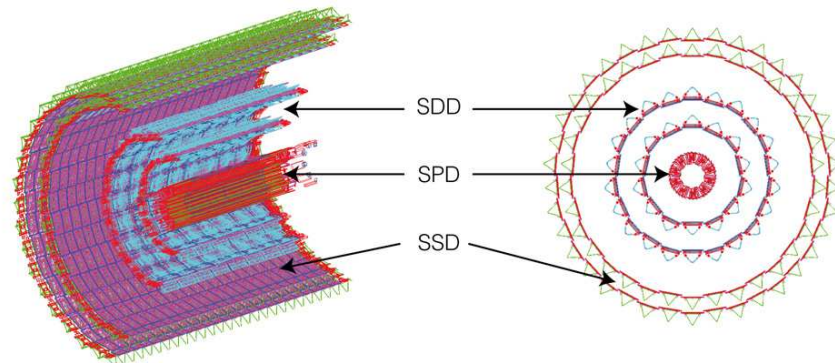


FIGURE 3.4 – Les différents composants du système de trajectographie interne.

pseudo-rapacité $|\eta| < 0,9$ et sur tout l'angle azimutal. La TPC identifie les particules grâce à la perte d'énergie dE/dx (Fig 3.6) et permet également

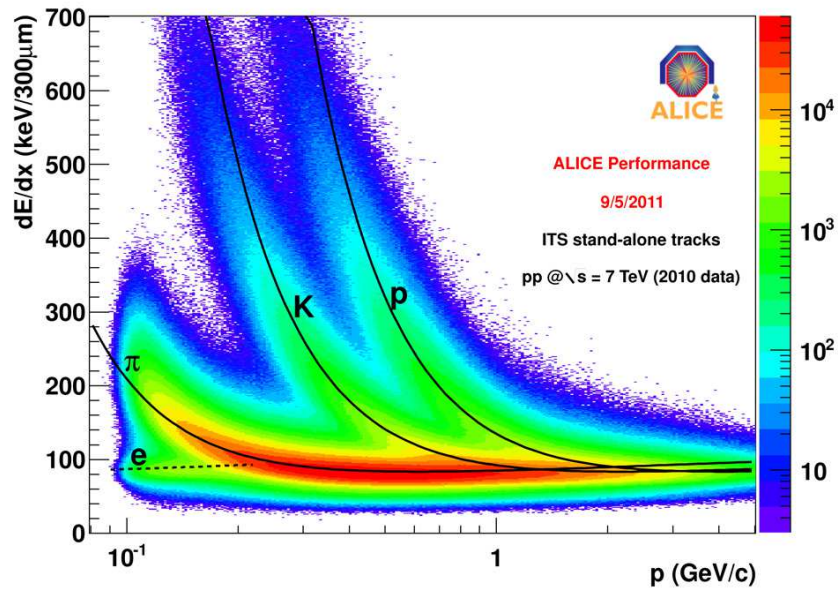


FIGURE 3.5 – Identification des pions, kaons et protons dans l'ITS par la mesure de la perte d'énergie dE/dx et de l'impulsion. Les lignes correspondent à une paramétrisation de la réponse du détecteur basée sur la formule de Bethe-Bloch.

d'améliorer la reconstruction des vertex primaires et secondaires de l'ITS.

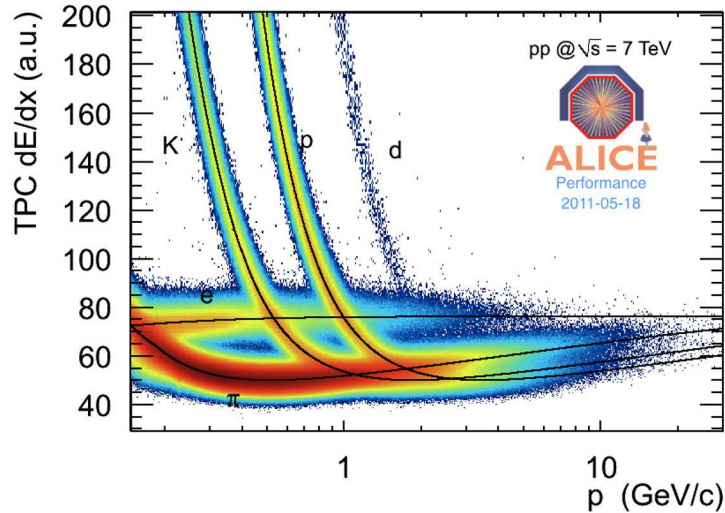


FIGURE 3.6 – Identification des différentes particules par la mesure de l'énergie déposée dans la TPC. Les lignes correspondent à la paramétrisation d'ALEPH de la courbe de Bethe-Bloch.

La TPC est composée de deux enceintes cylindriques remplies d'un mélange gazeux (Ne/CO₂, 90 : 10) séparées par un plan haute tension (100 000 V) placé au centre du détecteur (Fig 3.7). Lorsqu'une particule traverse la chambre, elle ionise le mélange. Les électrons alors créés dérivent vers les extrémités de la chambre constituées de 18 chambres multi-fils proportionnelles à cathodes segmentées.

3.2.3 Le détecteur à rayonnement de transition (*TRD* : Transition Radiation Detector)

Le TRD [4] intervient pour identifier les électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c dans un domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 0,9$ (Fig 3.9) et permettra d'étudier la production de mésons vecteurs et des saveurs lourdes. Il pourra également fonctionner en coïncidence électrons/muons avec le spectromètre à muons pour l'étude des décroissances du charme et de la beauté ouverte dans un domaine de pseudo-rapacité $-4 < \eta < 0,9$. Combiné avec la TPC, il permet d'améliorer l'identification des électrons (Fig. 3.10). Le détecteur comporte deux parties distinctes : un radiateur et une chambre à dérive. Le radiateur est une série de couches constituées alternativement de polypropylène et de mousse Rohacell[®] HF71, le tout est renforcé par des

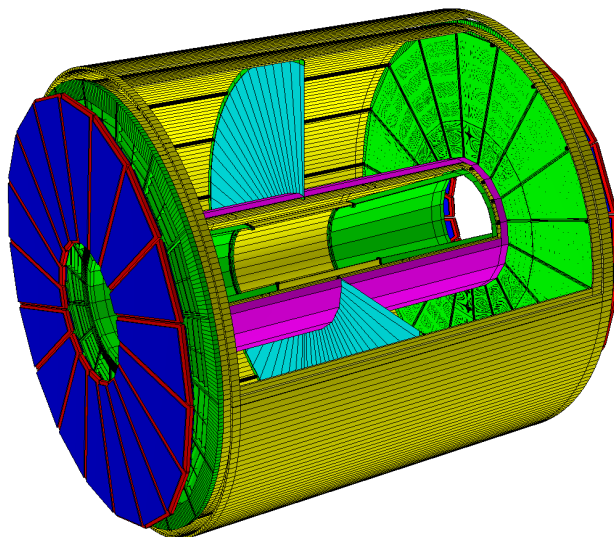


FIGURE 3.7 – Géométrie de la TPC. On distingue au centre le plan de haute tension.

fibres de carbone. Lorsqu'une particule relativiste chargée ($p > 0,5 \text{ GeV}/c$) traverse ce radiateur, un rayonnement X est produit à la frontière séparant deux couches. Le photon produit va alors passer dans la chambre à dérive qui contient le mélange gazeux (Xe/CO_2 , 85 : 15). Les charges produites par l'ionisation du gaz sont amplifiées et récoltées par des pads de lecture (Fig 3.8).

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

Le TOF permet d'identifier les particules avec une impulsion comprise entre 0,5 et 2,5 GeV/c [5]. Il est également capable de faire une séparation π/K et K/p respectivement jusqu'à 2,2 GeV et 4 GeV/c en combinant ses mesures avec celles de la TPC et de l'ITS (Fig 3.11). Le TOF est un détecteur cylindrique de 3,7 m de rayon interne, 4 m de rayon externe pour une longueur de 7,75 m. Il est composé de 1638 modules de type MRPC (Multi Resistive Plate Chamber). Une MRPC est composée d'un assemblage de cinq plaques de verre séparées par un mélange gazeux ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{SF}_6/\text{C}_4\text{H}_{10}$, 95 : 5 : 5). Ces assemblages sont eux-mêmes séparés par des plaques de résine en bakélite. Un film de graphite est déposé sur les faces extérieures de la bakélite. Une haute tension est alors appliquée sur ces films pour produire un champ électrique uniforme. Des espaceurs permettent de maintenir fixe

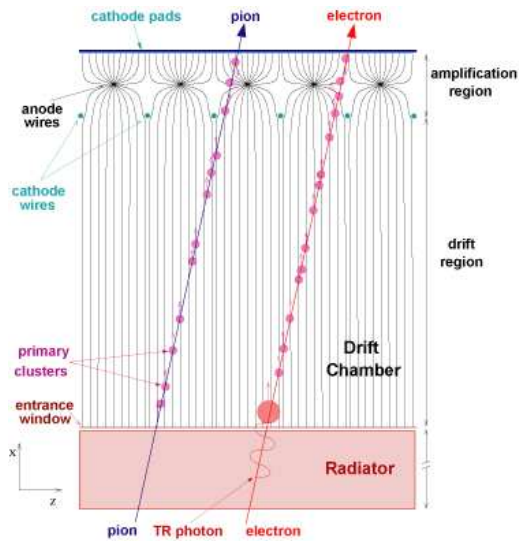


FIGURE 3.8 – Principe de fonctionnement du TRD.

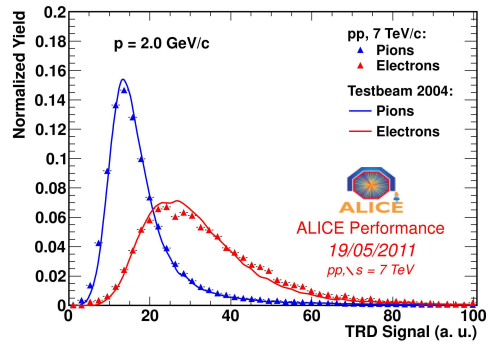


FIGURE 3.9 – Identification des pions et des électrons avec le TRD.

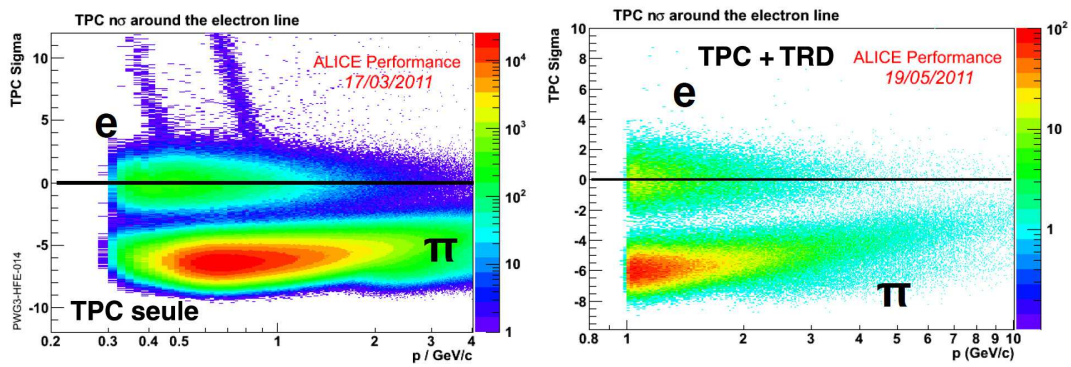


FIGURE 3.10 – Identification des pions et électrons avec la TPC seule puis en combinant TPC et TRD. Les pions sont clairement séparés des électrons.

la distance entre les plaques de graphite ce qui assure un champ constant. Quand une particule traverse le mélange gazeux, l'ionisation déclenche une avalanche ce qui provoque l'apparition d'une tension entre les deux plans de graphite. Par réaction capacitive les pistes de lecture situées sur les plans de graphite recueillent ce signal en tension. Les MRPC permettent d'obtenir une excellente résolution en temps de l'ordre de 100 ps. Des tests sous faisceaux au CERN ont permis de mesurer une résolution en temps meilleure que 40 ps pour les MRPC seules. La mesure du temps de vol nécessite deux signaux pour être effectuée. Le T0 donne le signal de départ et le TOF celui d'arrêt.

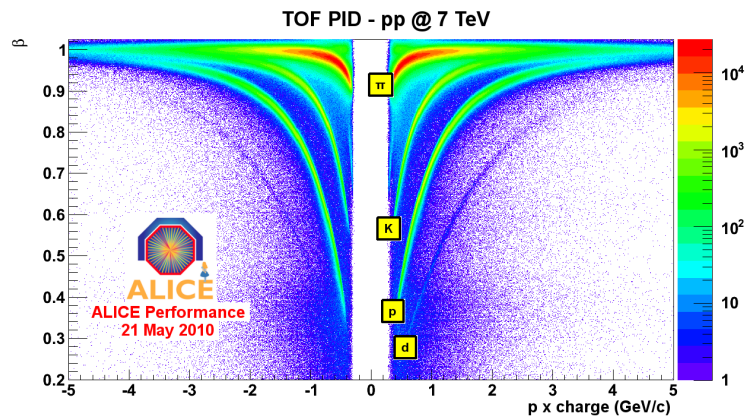


FIGURE 3.11 – Identification de différentes particules par le TOF.

3.2.5 Le détecteur d'identification de particules à grandes impulsions (*HMPID* : High Momentum Particle Identification Detector)

Le HMPID est conçu pour mesurer les rapports de production π/K jusqu'à des impulsions de l'ordre de 3 GeV/c et K/p jusqu'à 5 GeV/c [6]. Il est constitué de sept modules de $1,5 \times 1,5$ m² couvrant un domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 0,6$ et un angle azimutal de $57,61^\circ$. Le fonctionnement du HMPID repose sur l'utilisation de l'effet Cherenkov (Fig. 3.12). Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu (ici du C₆F₁₄ d'indice de réfraction 1,3) à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce même milieu, elle émet de la lumière selon un cône d'angle θ_c tel que $\cos\theta_c = 1/n\beta$. En mesurant cet angle et en connaissant l'impulsion, l'identification des différentes particules est possible. Les photons émis par la particule sont détectés par une série de

photo-cathodes en iodure de césium (CsI) déposées sur les cathodes segmentées d'une chambre à fils (MWPC : Multi Wire Proportional Chamber) [6]. La résolution angulaire de l'ordre de quelques mrad seulement et une granularité élevée (161 280 voies d'électronique) permettent d'obtenir une bonne résolution spatiale et une très bonne identification des particules.

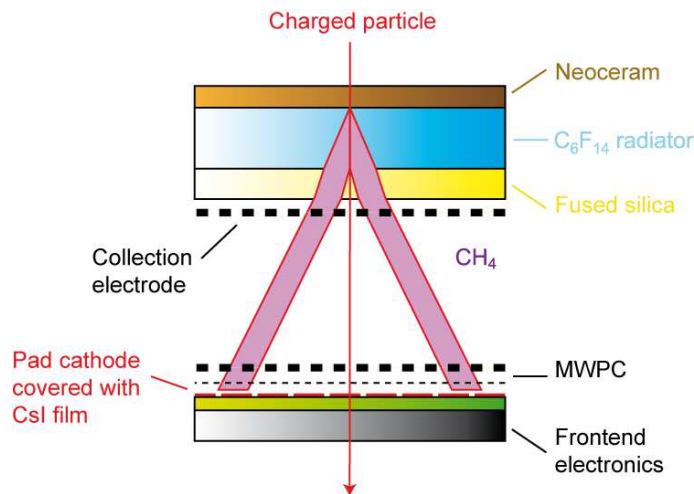


FIGURE 3.12 – Coupe transverse du détecteur HMPID.

3.2.6 Le spectromètre à photons (*PHOS : PHOton Spectrometer*)

Le spectromètre à photons est conçu pour mesurer les photons avec un p_T allant de 0,5 à 10 GeV/c, les π^0 de 1 à 10 GeV/c et les η de 2 à 10 GeV/c (Fig. 3.13). Il est situé à 4,4 m du point d'interaction. Il couvre un domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 0,12$ et un angle azimutal de 100° . C'est un calorimètre électromagnétique à haute granularité composé de 5 modules qui regroupent au total 17 920 cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$) couplés à des photo-diodes à avalanches (APD : Avalanche Photo Diode). Les cristaux permettent de convertir en lumière visible l'énergie des photons déposée dans les cristaux. Ce signal est alors transformé par les APD en signal électrique.

3.2.7 Le calorimètre électromagnétique (*EMCAL : ElectroMagnetic CALorimeter*)

C'est un calorimètre électromagnétique [7] dont la principale tâche est l'étude du jet-quenching dans les collisions d'ions lourds. L'EMCAL a pour objectif l'étude des *jets* de particules et de photons et les corrélations γ -*jets* en étant couplé à la TPC et au PHOS. Il fournit également des signaux de triggers (L0 et L1) pour les jets, photons et électrons. L'EMCAL est constitué de 11 super-modules contenant chacun 288 tours élémentaires faites d'une succession de couches de plomb et de scintillateurs en polystyrène protégés par une enveloppe de titane. Il couvre un domaine en pseudo-rapidité $|\eta| < 0,7$.

3.3 Les détecteurs à grandes rapidités

Ces détecteurs à grandes rapidités ($|\eta| > 2$) sont chargés de mesurer les multiplicité de photons (PMD : Photon Multiplicity Detector), de particules chargées (FMD : Forward Multiplicity Detector) et de fournir des signaux de trigger L0 et L1 à la partie centrale et au spectromètre à muons (T0, V0). La centralité de la collision en Pb+Pb est donnée par les ZDC (Zero Degree Calorimeter) ou par le V0.

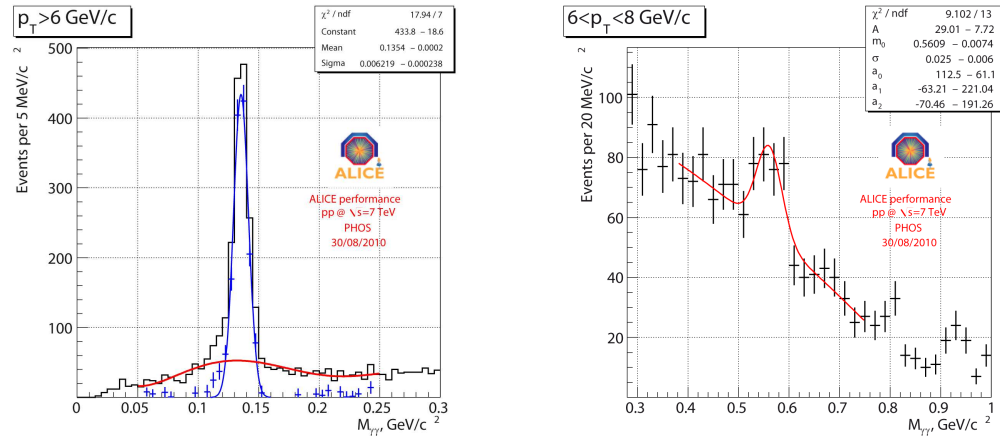


FIGURE 3.13 – Identification des mésons π^0 (gauche) et η (droite) par le PHOS

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

Le PMD [8] fournit des informations sur la multiplicité des photons et leur distribution spatiale ainsi que des mesures pour l'étude du flot : plan de réaction et énergie électromagnétique transverse. Il se situe à 3,6 m du point d'interaction et couvre un domaine en pseudo rapidité compris entre $2,3 < \eta < 3,5$ (Fig. 3.14). C'est un détecteur à haute granularité composé d'un plan de détection VETO, d'un convertisseur en plomb (15 cm d'épaisseur) et d'un détecteur de pré-gerbes. Le détecteur VETO permet de rejeter les réactions liées aux particules chargées. Le passage d'un photon dans le convertisseur produit une gerbe qui est analysée par le détecteur de gerbes constitué de chambres proportionnelles en nid d'abeille fonctionnant avec un mélange gazeux Ar + CO₂ (70 : 30).

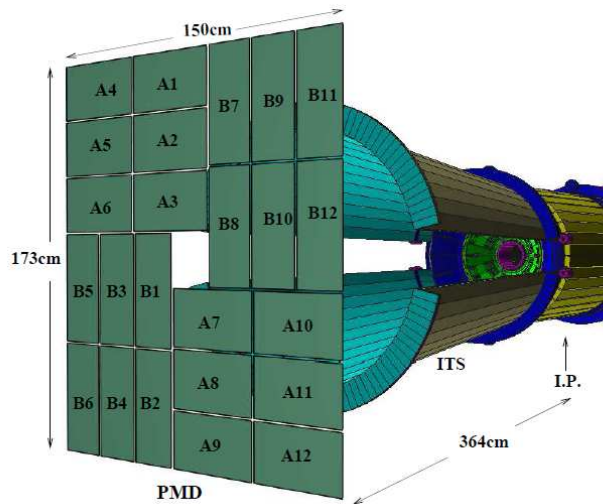


FIGURE 3.14 – Position du PMD dans le détecteur ALICE.

3.3.2 Le détecteur de multiplicité vers l'avant (*FMD* : Forward Multiplicity Detector)

Son rôle consiste aussi à donner des informations sur la multiplicité des particules chargées dans le domaine de rapidité $-3,4 < y < 1,7$ et $1,7 < y < 5$ [9]. Il se divise en 3 parties : FMD1, FMD2 et FMD3. La partie FMD1 est placée à 3,2 m du point d'interaction dans le but d'étendre la couverture en rapidité. Les parties FMD2 et FMD3 sont situées de part et

d'autre du point d'interaction (Fig 3.15). Elles sont composées d'un type d'anneau pour le FMD1 (I : Inner) ou deux types d'anneaux pour les FMD2 et FMD3 (I : Inner, O : Outer), découpés en différents secteurs azimutaux. Un secteur azimutal d'anneau I (O) se compose de 512 (256) détecteurs à silicium d'épaisseur $300 \mu\text{m}$.

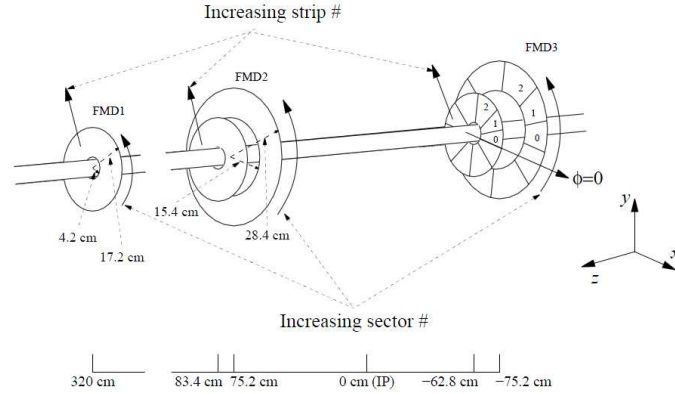


FIGURE 3.15 – Position des différentes parties du FMD dans le détecteur ALICE.

3.3.3 T0

Le premier objectif du T0 est de fournir un signal de départ de la mesure du temps de vol pour le TOF [9]. La précision requise est de l'ordre de 50 ps. Le T0 mesure aussi la position du vertex avec une précision de $\pm 1,5$ cm. Il fournit un signal de déclenchement L0 quand la position du vertex correspond à des valeurs pré-établies ce qui permet de rejeter les interactions faisceaux-gaz). Le T0 se compose de deux ensembles de détecteurs à effet Cherenkov fonctionnant avec un radiateur à quartz (Fig. 3.16). Le premier ensemble, T0-A, se situe à 375 cm et couvre une pseudo-rapacité $4,61 < \eta < 4,92$ tandis que la seconde partie est à environ -70 cm du point d'interaction pour une couverture en pseudo-rapacité $-3,28 < \eta < -2,97$.

3.3.4 V0

Le V0 est constitué de deux ensembles de scintillateurs V0A et V0C placés de part et d'autre du point d'interaction [9]. Le V0A se situe à 329 cm du point d'interaction tandis que le V0C est placé devant l'absorbeur frontal du spectromètre à muons à 90 cm du point d'interaction. Le domaine

en pseudo-rapidity est $2,8 < \eta < 5,1$ pour le V0A et $-3,7 < \eta < -1,7$ pour le V0C. Les V0A et V0C sont divisés en 32 compteurs répartis sur quatre anneaux faits de scintillateurs reliés à des photo-multiplicateurs (Fig. 3.17). Ils possèdent plusieurs fonctions. La plus importante est la génération avec le SPD du signal de Minimum Bias selon la combinaison logique SPD ET (V0A OU V0C). Le V0 peut être également utilisé pour rejeter les événements résultants d'un collision faisceau-gaz via la chronologie différente de ces deux types d'événements. Par la mesure de la multiplicité des particules chargées, le V0 peut aussi fournir des informations sur la centralité de la collision Pb+Pb. Enfin il est utilisé pour des mesures de luminosité en collisions pp avec une précision de l'ordre de 8 % par la méthode du balayage de van der Meer [10] qui requiert une coïncidence entre les deux parties du V0.

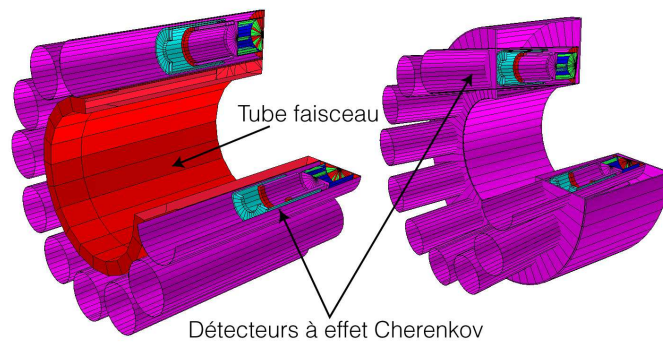


FIGURE 3.16 – Gauche : T0Left , droite : T0Right.

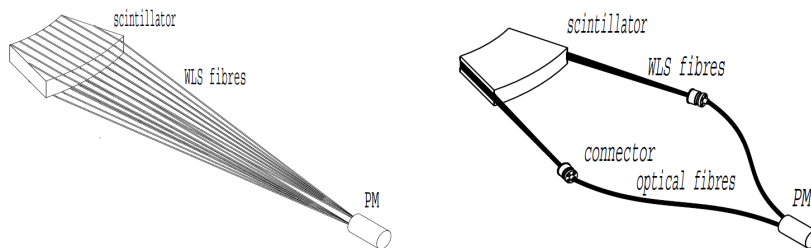


FIGURE 3.17 – Représentation schématique d'un élément de détection du V0A (gauche) et V0C (droite).

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

Il se compose de six calorimètres répartis en deux groupes de trois, de chaque côté du point d'interaction [11]. Chaque groupe est constitué de trois types de calorimètres : un calorimètre à neutrons (ZDC_n), à protons (ZDC_p) placés à 116 m du point d'interaction et un électromagnétique (ZDC_{em}) placé à 7 m du point d'interaction du côté opposé au spectromètre dimuon. Les ZDC sont des calorimètres "spaghetti" faits d'empilements de plaques de métaux lourds (matériau dit "passif", un alliage de tungstène pour les neutrons et de laiton pour les protons) et rainurées pour y loger une matrice en fibres de quartz (matériau dit "actif"). Les particules frappent le matériau passif et y créent une gerbe. Quand une gerbe traverse une fibre de quartz, elle peut créer des photons par effet Cherenkov qui se propageront jusqu'au bout de la fibre où un photo-multiplicateur les convertira en signal électrique. La centralité de la collision est calculée en utilisant la relation suivante :

$$N_p = A - E_S/E_A \quad (3.1)$$

Où N_p est le nombre de nucléons participant à la collision, A le nombre de masse du noyau, E_S l'énergie déposée dans le calorimètre par les nucléons qui n'ont pas interagi lors de la collision et E_A l'énergie moyenne du faisceau par nucléon.

3.4 Le système de déclenchement et l'acquisition de données

Le système de déclenchement permet de sélectionner les événements de physiques intéressants pour les analyses. C'est un système complexe car il doit tenir compte d'un grand nombre de détecteurs et des différents temps de lecture propres à chaque détecteur dont l'écart peut être parfois très grand. Ainsi si les données des détecteurs SDD de l'ITS sont lus en 1024 μs , il ne faut que 88 μs pour lire les données de la TPC [12].

Le premier niveau L0 est le plus rapide, il atteint les détecteurs 1,2 μs après l'interaction. La décision du CTP ne prend que 100 ns, le reste provient du temps nécessaire à la génération des signaux et à leur propagation. Le L0 est généré par le V0, T0, le TRD et le trigger du spectromètre à muons. Il y a 1 signal L0 par sous-détecteur soit un total de 24 signaux.

Le niveau L1 est généré en 6,5 μs et comprend les informations des ZDC et du TRD.

Le dernier niveau L2 est le plus lent ($88 \mu\text{s}$). C'est ce signal qui donne la décision finale de conserver ou de rejeter un événement. Il est particulièrement important dans les collisions d'ions lourds car il utilise les informations de protection passé/futur (rejet des événements avec trop d'empilement) pour déterminer si l'événement peut être enregistré.

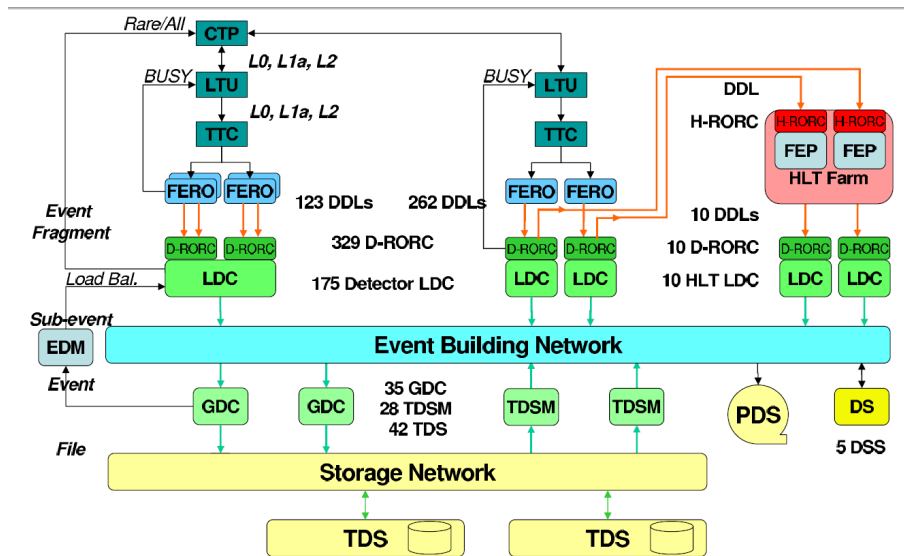


FIGURE 3.18 – Principe de la chaîne d'acquisition.

Le L0 se propage depuis le CTP via les LTU (Local Trigger Unit) jusqu'à l'électronique de lecture qui renverra alors un signal "busy" qui signifie que le détecteur ne prend plus de données. Si on souhaite avoir des informations sur la centralité par exemple lors des collisions d'ions lourds, on peut également utiliser un signal L1 qui contiendra les informations de détecteurs plus lents. Enfin quand le signal L2 arrive, les données du détecteur sont envoyées vers les LDC (Local Data Collector) qui va reconstruire la partie de l'événement qu'il a reçu. Enfin les LDC envoient leurs données vers un GDC (Global Data Collector) qui construit l'événement complet. Le principe de la chaîne d'acquisition est représenté sur la figure 3.18.

Le CTP est complété par le HLT (High Level Trigger) qui permet une sélection plus fine des données, particulièrement dans les collisions d'ions lourds. Il permet de sélectionner une région d'intérêt en effectuant une lecture partielle et enfin, de compresser les données sans perdre d'informations.

3.5 L'environnement d'analyse

Les outils d'analyses reposent sur deux logiciels. Le premier est ROOT [13], le second est ALIROOT [14] qui repose sur ROOT et qui décrit le détecteur ALICE. ALIROOT contient la géométrie du détecteur (les vues des différents sous détecteurs présentés ont été réalisées à l'aide de cette géométrie) ainsi que les outils nécessaires à la simulation, la reconstruction et l'analyse des données.

3.5.1 Simulation

La simulation d'un événement se déroule en deux étapes. La première consiste à générer des collisions p+p, p+A ou bien Pb+Pb en ayant pour objectif de reproduire les modèles théoriques les décrivant. ALIROOT contient des générateurs dans ce but : PYTHIA[15] et HIJING (Heavy-Ion Jet Interaction Generator)[16]. Ce sont des générateurs basés sur la méthode de Monte Carlo : calcul d'une valeur numérique (ici les énergies, les impulsions des particules créées lors d'une collision) à l'aide de méthodes probabilistes. La seconde étape consiste à simuler la propagation des particules dans le détecteur. L'étape de transport est modélisée par des codes comme GEANT (Geometry AND Tracking[17]) ou FLUKA[18] (Fig. 3.19). Ces codes permettent aussi de simuler la décroissance des particules.

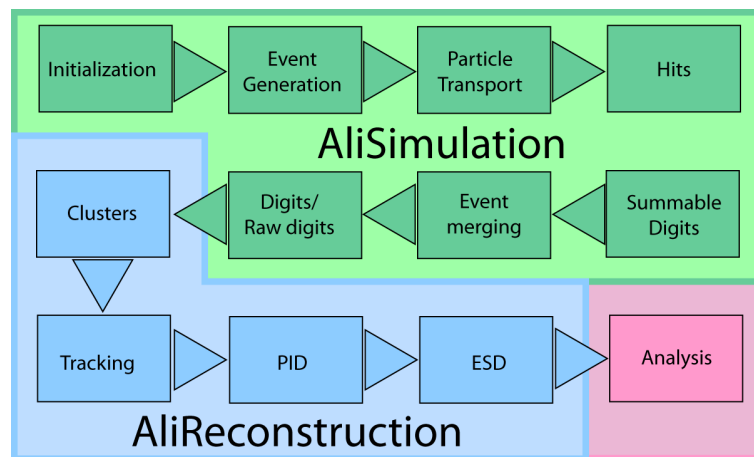


FIGURE 3.19 – Schéma des différentes étapes de la simulation et de la reconstruction au cours d'une simulation.

3.5.2 Reconstruction

Elle consiste à transformer les données brutes en fichiers contenant uniquement les informations essentielles à l'analyse, ces fichiers sont appelés ESD (Event Summary Data). À partir de ces fichiers ESD, on peut produire des fichiers AOD (Analysis Object Data) destinés à des analyses plus spécifiques.

Compte tenu de la masse d'information que cela représente (2 Po/an pour un mois de prise de données Pb-Pb) la reconstruction et le stockage sont faits au travers d'une infrastructure informatique nommée LCG (LHC Computing Grid) qui permet de distribuer le calcul et le stockage dans plusieurs centres.

Bibliographie

- [1] The ALICE Collaboration. Alice : Physics performance report, volume ii. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 32(10) :1295, 2006.
- [2] The ALICE Collaboration. Technical design report of the inner tracking system. Technical report, CERN/LHCC 99-12 ALICE TDR, 18 June 1999.
- [3] The ALICE Collaboration. Technical design report of the time projection chamber. Technical report, CERN/LHCC 2000-001 ALICE TDR, 2000.
- [4] The ALICE Collaboration. Technical design report of transition radiation detector. Technical report, CERN/LHCC 2001-021 ALICE TDR.
- [5] The ALICE Collaboration. Technical design report of time of flight. Technical report, CERN/LHCC 2000-12 ALICE TDR, 16 February 2000.
- [6] The ALICE Collaboration. Technical design report of the high momentum particle identification detector. Technical report, CERN/LHCC 98-19 ALICE TDR, 1998.
- [7] The ALICE Collaboration. Alice electromagnetic calorimeter : addendum to the alice technical proposal. Technical report, CERN/LHCC 2006-014, 2006.
- [8] The ALICE Collaboration. Technical design report of the photon multiplicity detector. Technical report, CERN/LHCC 2003-38, 2003.
- [9] The ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Forwards Detectors. Technical report, CERN/LHCC 2004-025, 2004.
- [10] S van der Meer. Calibration of the effective beam height in the ISR. oai :cds.cern.ch :296752. Technical Report CERN-ISR-PO-68-31. ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, 1968.

-
- [11] The ALICE Collaboration. Technical design report of the zero degree calorimeter. Technical report, CERN/LHCC 2003-38, 2003.
 - [12] The ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Trigger, Data Acquisition, High Level Trigger, Control System. Technical report, CERN/LHCC 2003-062, 2003.
 - [13] Homepage of ROOT project : <http://root.cern.ch>.
 - [14] Homepage of AliRoot : <http://aliweb.cern.ch/Offline/>.
 - [15] T. Sjostrand and al. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Computer physics communications, no2 (54 ref.)*, 135 :238–259, 2001.
 - [16] X. N Wang and M. Gyulassy. HIJING : A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, p-A and A-A collisions. *Phys. Rev. D.*, 44 :3501–3516, 1991.
 - [17] Geant 3.2.1. CERN program library.
 - [18] A. Fassò A. Ferrari S. Muraro J. Ranft S. Roesler G. Battistoni, F. Cerutti and P. R. Sala. The fluka code : description and benchmarking. *AIP Conf. Proc.* , pp. 31-49, 896, 2007.

Chapitre 4

Le spectromètre à muons

4.1 Description générale

Le spectromètre à muons a été conçu pour la mesure des quarkonia (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' , Υ''), des résonances de basse masse (ρ , ω , ϕ) ainsi que des saveurs lourdes ouvertes (mésons D et B) via leur décroissance dans le canal muonique. Il couvre un domaine en pseudo-rapacité allant de $\eta = -4$ à $\eta = -2,5$ et de 2π en azimuth. Le spectromètre peut se décomposer en plusieurs éléments. Une série d'absorbeurs destinés à réduire le bruit de fond provenant majoritairement de la désintégration des pions et des kaons. Ils doivent également protéger le système de trajectographie. Un ensemble de 5 stations de trajectographie permet la reconstruction des traces de muons. Un système de déclenchement (trigger) sélectionne les événements intéressants. Enfin un aimant dipolaire permet de courber la trajectoire des muons afin de mesurer leur impulsion. Le schéma du spectromètre est présenté en figure 4.1 [1, 2, 3].

4.2 Les absorbeurs

4.2.1 L'absorbeur frontal

Il s'agit d'un absorbeur conique situé dans l'aimant L3 à $Z = -90$ cm du point d'interaction pour une longueur de 4,13 m ($\sim 10\lambda_{int}$, $\sim 60X_0$). Son objectif est d'absorber les pions et les kaons avant que ceux-ci ne se désintègrent en muons ce qui augmenterait le bruit de fond dans le spectromètre. Il doit également protéger les détecteurs de la partie centrale des particules produites dans l'absorbeur lui-même. Sa composition varie en fonction du type de particules à absorber. La partie la plus proche de l'ITS est composée de

matériaux légers tels que du carbone et du béton afin de minimiser les pertes d'énergie des muons et la diffusion multiple qui dégraderait la résolution en masse des résonances mesurées. La partie arrière est constituée d'éléments comme du plomb pour absorber les photons et du polyéthylène boré chargé d'absorber les neutrons de basse énergie. Enfin la couche externe est faite de matériaux denses comme du tungstène et du plomb pour protéger la TPC des particules rétro-diffusées (Fig. 4.2).

4.2.2 Blindage du tube faisceau

Ce blindage couvre tout le tube faisceau sur la longueur du spectromètre afin de le protéger des particules produites à grande rapidité et des interactions faisceau-gaz. Il est constitué de matériaux denses comme le tungstène ou l'acier.

4.2.3 Le filtre à muons et l'absorbeur contre le bruit de fond machine

Le filtre à muon est un mur de fer de 1,2 m ($\sim 7,2\lambda_{int}$) d'épaisseur placé entre la dernière chambre de trajectographie afin d'éviter une dégradation de la résolution en masse par diffusion multiple et la première chambre de déclenchement. Son rôle est de stopper les particules de faible énergie qui ont réussi à sortir de l'absorbeur frontal et du blindage du tube faisceau. L'absorbeur contre le bruit de fond est également un mur de fer d'épaisseur 1 mètre

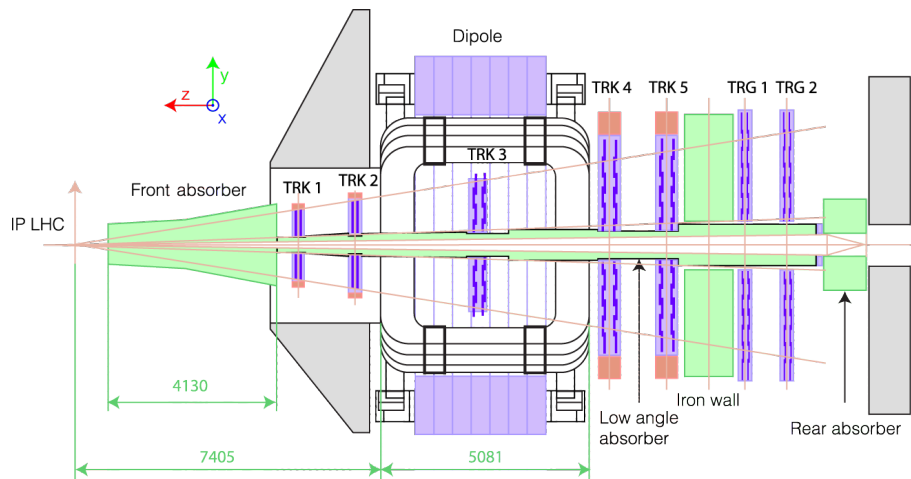


FIGURE 4.1 – Schéma du spectromètre à muons.

et de 1,1 m de rayon. Il est installé derrière les chambres de déclenchement. Il les protège contre les particules issues des interactions faisceau-gaz provenant de l'arrière.

L'absorbeur frontal et le filtre à muons engendrent une coupure en impulsion de 4 GeV/c ce qui permet de diminuer le bruit de fond mais en contre-partie la statistique dans la région des basses masses est également diminuée.

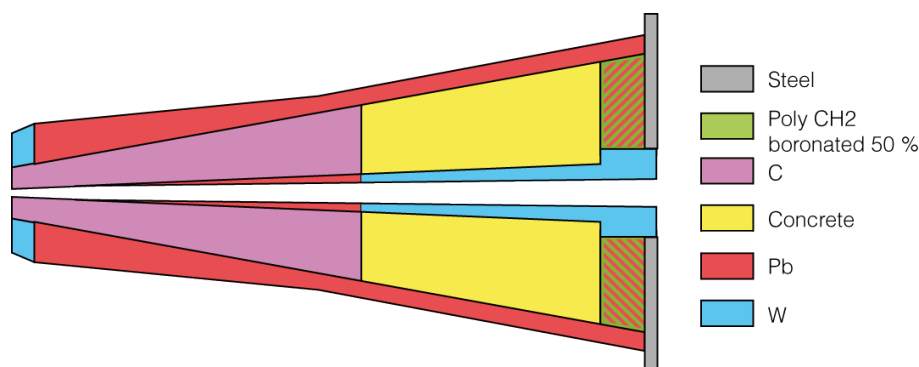


FIGURE 4.2 – Schéma de l'absorbeur frontal.

4.3 L'aimant

C'est un aimant dipolaire chaud dont le centre est positionné à 9,9 m du point d'interaction. Sa masse est de 850 tonnes et il délivre un champ de 0,7 T dans la direction X. Il s'agit du plus grand dipôle du monde. Le plan de déviation de l'aimant, appelé bending plane, est donc le plan vertical YZ. Les impulsions des muons peuvent alors être calculées avec la relation $p = 0,3B\rho$ avec p l'impulsion du muon en GeV/c, B la valeur du champ magnétique en Tesla et ρ le rayon de courbure en mètre.

4.4 Le système de trajectographie

4.4.1 Introduction

L'objectif du spectromètre est de pouvoir discerner les différentes résonances de la famille du Υ dont les masses invariantes sont très proches en particulier pour les résonances Υ' et Υ'' (Tab. 4.1) Fig 4.3. Cette faible différence impose une résolution en masse de l'ordre de 100 MeV/c² qui au

niveau du détecteur se traduit par une précision sur le point de passage de la particule inférieure à $100 \mu\text{m}$ dans le plan de déviation du dipôle (plan bending) (Fig. 4.4). La résolution en position dans le plan de non déviation (plan non-bending) est de l'ordre du millimètre. Pour l'étude du J/ψ et du ψ' , la résolution en masse attendue est de $70 \text{ MeV}/c^2$.

Les premières données collectées en collisions proton+proton ont permis de

Resonance	Masse [GeV/c^2]
Υ	9,460
Υ'	10,023
Υ''	10,355

TABLE 4.1 – Masses des différentes résonances de la famille des Υ .

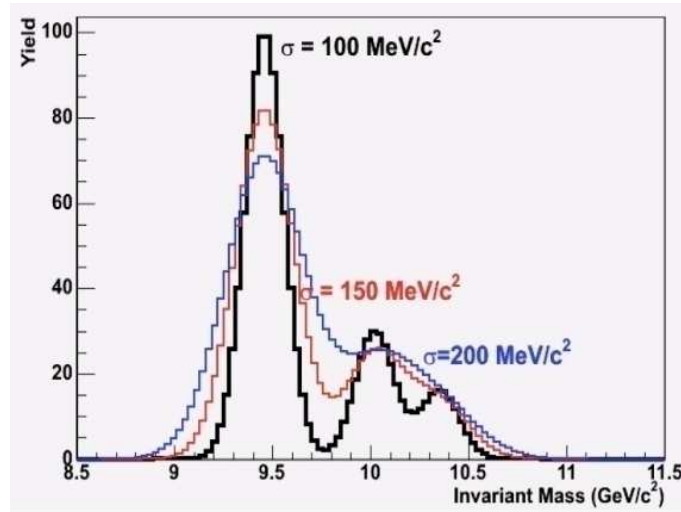


FIGURE 4.3 – Simulations des masses invariantes de l' Υ , Υ' et Υ'' en fonction de la résolution en masse.

mesurer rapidement les J/ψ ainsi que quelques ψ' (le rapport de production inclusive J/ψ et ψ' est de l'ordre de 3%). La résolution en masse du J/ψ mesurée est de $85 \text{ MeV}/c^2$ (Fig. 4.5) ce qui représente 18 % d'écart avec la résolution de $70 \text{ MeV}/c^2$ souhaitée. Pour l'instant la statistique est insuffisante pour faire la même comparaison dans le cas de l'upsilon. La résolution en p_T des muons a été mesurée autour de 3% pour un p_T de $6 \text{ GeV}/c$ ce qui proche du cas idéal $\sigma_{p_T}/p_T = 2\%$.

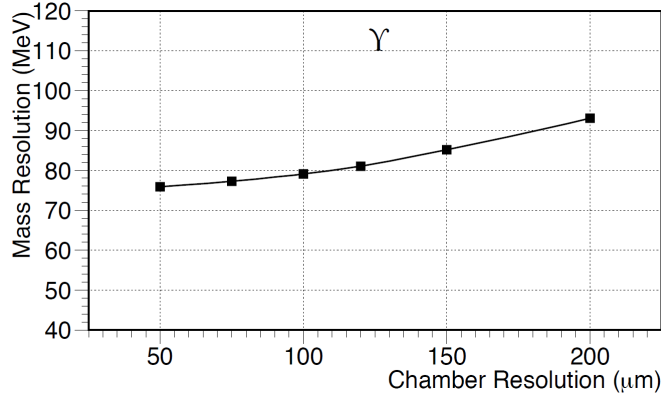


FIGURE 4.4 – Dépendance de la résolution en masse du Υ en fonction de la résolution spatiale des chambres de trajectographie [2]. La résolution attendue à 100 μm est de 90 MeV.

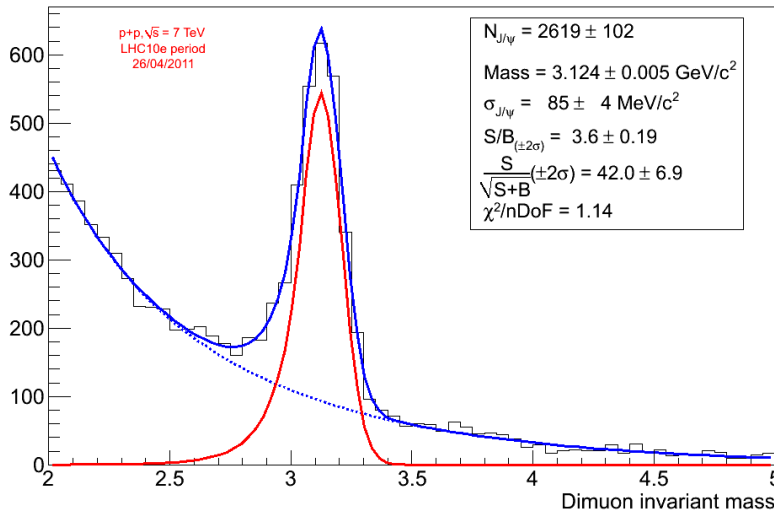


FIGURE 4.5 – Spectre en masse invariante de paires de muons de signes opposés. Les coupures suivantes sont appliquées : au moins une mini-trace dans le SPD, 2 muons détectés à la fois par le système de trajectographie et le système de déclenchement et $2^\circ < R_{abs} < 9^\circ$. Ces coupures sont définies dans le chapitre 6.

4.5 Les stations de trajectographie

Les stations de trajectographie doivent répondre à plusieurs contraintes. Elles sont capables de fonctionner en collisions Pb+Pb qui produisent un nombre important de particules chargées. La conception de ces stations a été faite pour tenir un flux de particules secondaires après l'absorbeur frontal, correspondant au scénario pessimiste initialement prévu d'une production $dN/dy|_{y=0}$ de 8000 particules chargées pour une collision centrale Pb+Pb [2]. L'objectif étant de maintenir un taux d'occupation (la fraction de voies touchées par événement) inférieur à 5%, ce qui implique une grande segmentation. La diffusion multiple qui dégrade la résolution en masse (Fig 4.6) est minimisée par l'utilisation de matériaux comme de la mousse dans les stations 1 et 2, le carbone dans les stations 3,4,5 et une épaisseur de chambre maximum de $0,03 X_0$ [4]. Les chambres proportionnelles à fils à cathode segmentées utilisées dans ALICE remplissent ces critères.

Le système de trajectographie se compose de cinq stations constituées de deux chambres chacune afin d'assurer une redondance dans la prise de données. Il existe deux géométries différentes selon la station. Les stations 1 et 2 ont une géométrie de type quadrants (Fig 4.7) tandis que les stations 3, 4 et 5 sont formées de panneaux rectangulaires appelés lattes (*slat*) (Fig 4.8). Les caractéristiques des chambres sont présentées dans le tableau 4.2.

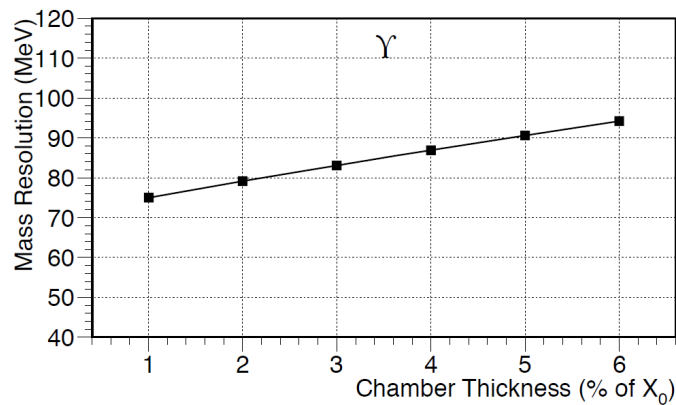


FIGURE 4.6 – Dépendance de la résolution en masse du Υ en fonction de l'épaisseur en % de X_0 des chambres de trajectographie [2].

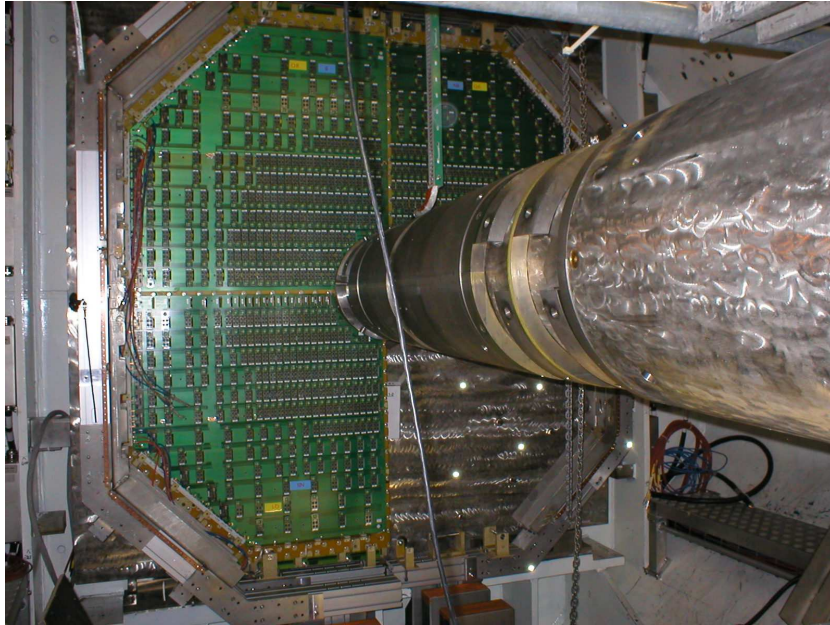


FIGURE 4.7 – Station 1 (type quadrant) du système de trajectographie. On peut voir au premier plan l'absorbeur à petits angles autour du tube faisceau.



FIGURE 4.8 – Latte des stations 3, 4 et 5 du système de trajectographie.

4.5.1 Alignement

Pour obtenir la meilleure résolution en masse possible pour le spectromètre à muons, un alignement des différentes parties est effectué. Cet alignement utilise une version modifiée de l'algorithme MILLEPEDE [5]. Il requiert des traces mesurées sans champ magnétique dans le dipôle et le solénoïde. La précision d'alignement atteinte est de $750 \mu m$ dans les directions bending et non-bending. La figure 4.9 montre l'effet spectaculaire sur la résolution en masse du J/ψ du premier l'alignement qui a eu lieu en 2010.

4.5.2 Principe de fonctionnement

Une chambre proportionnelle à fils est composée d'un plan de fils anodiques portés à une haute tension et placés entre deux plans cathodiques reliés à la masse (Fig. 4.10). Le tout est hermétiquement fermé et rempli d'un mélange gazeux. Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, elle ionise le gaz. Les électrons alors créés vont migrer vers les fils d'anode où, dû au fort champ électrique, ils pourront créer un effet avalanche sur les fils [6]. Or le déplacement d'une charge entre 2 électrodes parallèles séparées par une distance D crée un signal sur ces électrodes selon la formule :

$$dQ = qdx/D \quad (4.1)$$

Nombre de stations	5
Nombre de chambres/station	2
Nombre de cathode/chambres	2
Mélange gazeux	Ar :80% + CO ₂ :20%
Distance anode-cathode(mm)	2,1 (st 1) ; 2,5 (st2/3/4/5)
Distance inter fils (mm)	2,1 (st 1) ; 2,5 (st2/3/4/5)
Diamètre des fils (μm)	20
Dimensions des pads (mm ²) St 1 bending (zone1/zone2/zone3)	4,2 x (6,3 x 12,6 x 25,2)
Dimensions des pads (mm ²) St 2 bending (zone1/zone2/zone3)	5 x (7,5 x 15 x 30)
Dimensions des pads (mm ²) St 3/4/5 bending (zone1/zone2/zone3)	5 x (25 x 50 x 100)

TABLE 4.2 – Caractéristiques des stations de trajectographie. Voir texte pour le détail.

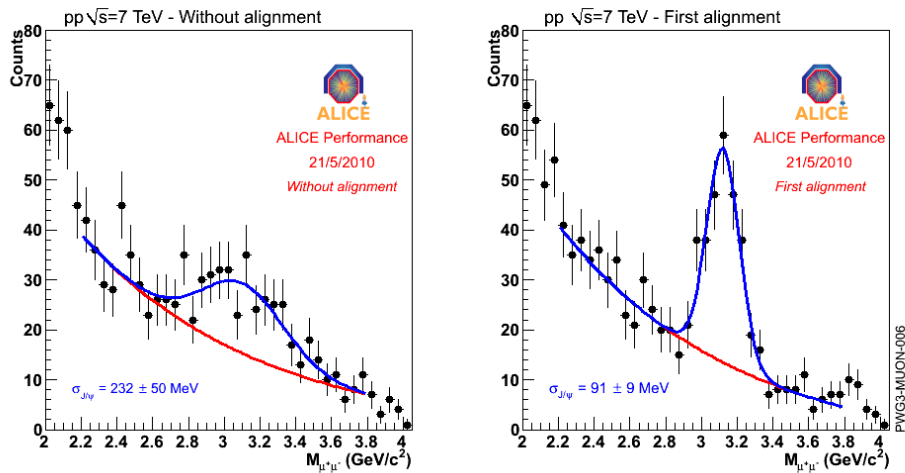


FIGURE 4.9 – Effet de l’alignement des chambres de trajectographie sur la résolution en masse du J/ψ .

Le signal lu sur les cathodes est donc dû au déplacement des charges (Théorème de Ramo [7]). C’est ce signal apparaissant sur les cathodes qui sera lu et analysé pour connaître le point de passage de la particule.

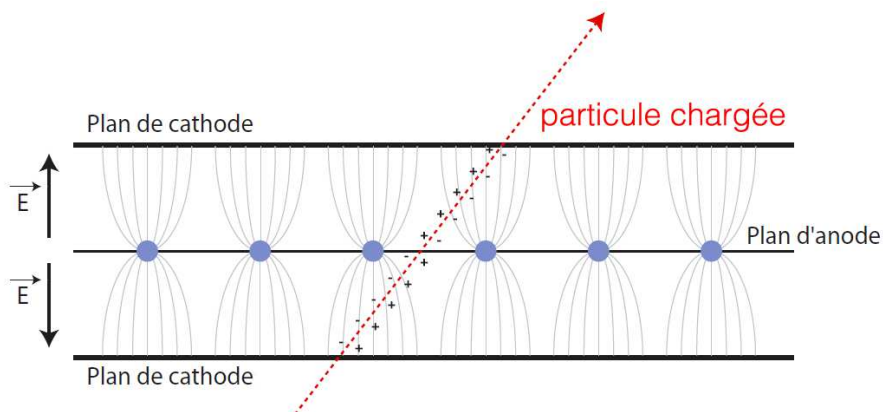


FIGURE 4.10 – Principe d’une chambre proportionnelle à fils.

4.5.3 Structure d'une chambre

On décrira ici un quadrant de la station 1 qui a été construite à Orsay, la description reste similaire pour les autres stations. Les chambres sont constituées de différentes couches de matériaux assemblées selon une configuration en "sandwich" (Fig 4.11). Un quadrant est composé de deux plans cathodiques espacés de 4,2 mm. À mi-distance se situe le plan d'anode constitué de fils espacés de 2,1 mm et de diamètre $20 \mu m$. Afin de garder un écart constant entre les plans cathodiques, un espaceur est inséré au milieu du quadrant. Une couche de mousse haute densité (RohaCell[®] 51 kg/m^3) de 24,2 mm d'épaisseur est ajoutée afin de rigidifier l'ensemble et minimiser la diffusion multiple du fait de sa faible densité. Le tout est renforcé par des plaques de 0,8 mm en fibre de verre et époxy collées sur les faces extérieures des quadrants. La connexion entre les plans cathodiques et le système de lecture est effectuée par des nappes en Kapton[®] qui traversent la mousse. L'alimentation et la communication avec le système de lecture sont assurées par des circuits imprimés fixés sur les faces extérieures des quadrants.

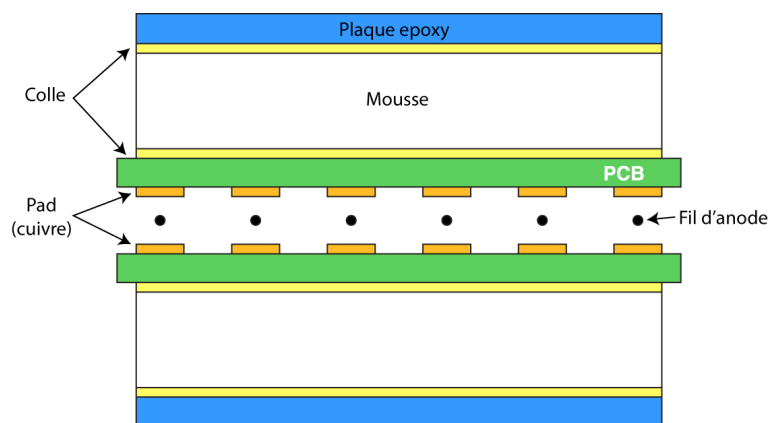


FIGURE 4.11 – Structure d'une chambre de la station 1.

4.5.4 Géométrie interne d'une chambre

Distance anode-cathode (gap).

Le choix de la distance anode-cathode est guidé par un compromis à effectuer entre la précision et l'efficacité de la chambre. En effet, une distance faible implique une charge déposée peu étalée sur les plans de cathode ce qui permet d'obtenir une meilleure séparation des points de passage dans le cas de particules proches l'une de l'autre. Cependant, avec un gap petit, le nombre

d'ionisations primaires est plus faible ce qui dégrade l'efficacité de la chambre et augmente aussi, de fait, les fluctuations statistiques. Les valeurs retenues sont 2,1 mm pour la station 1 et 2,5 mm pour les autres stations.

Distance inter-fils (pitch).

C'est un paramètre important car la résolution spatiale dans le plan perpendiculaire aux fils (plan de non déviation) est donnée par $\sigma = pitch/\sqrt{12}$. Pour la station 1 la valeur est de 2,1 mm et 2,5 mm pour les autres stations.

Diamètre des fils.

Le diamètre des fils fait l'objet d'un compromis solidité/gain. En effet plus le diamètre est petit, plus le gain est élevé, mais il doit également supporter les tensions mécanique et électrostatique ce qui impose un seuil inférieur sur le diamètre. Le diamètre choisi est de 20 μm pour toutes les stations.

Segmentation des plans cathodiques.

La taille des pads détermine la résolution spatiale et le taux d'occupation des chambres. Cette taille n'est pas constante : les pads les plus proches du tube faisceau, où une multiplicité de particules chargées plus grande est attendue, sont plus petits que ceux aux bords des chambres comme le montre la figure 4.12. Les dimensions des pads sont définies par rapport au plan de fil d'anode. La largeur est parallèle aux fils et la longueur est perpendiculaire. Les pads du plan bending ont tous la même largeur tandis que leur longueur double à chaque changement de zone. Le plan non-bending qui offre une résolution plus basse permet de localiser le fil le plus proche du passage de la particule. Sur ce plan, les pads ont tous la même longueur alors que leur largeur double d'une zone à l'autre.

Mélange gazeux.

Il doit combiner plusieurs caractéristiques : une ionisation primaire importante, une faible sensibilité aux neutrons et aux photons et un facteur d'amplification élevé. Il faut également une tension de fonctionnement la plus faible possible pour minimiser les risques de claquages en mode proportionnel. Le meilleur choix est l'utilisation de l'argon car il possède un taux d'ionisation élevé : le nombre de paires électron/ion primaires n_p créées par le passage de la particule est compris entre 23 et 30 [8, 9, 10]. Cependant on ne peut pas utiliser l'argon seul car il produit des photons qui vont déclencher des avalanches secondaires. On ajoute donc un second gaz dit modérateur

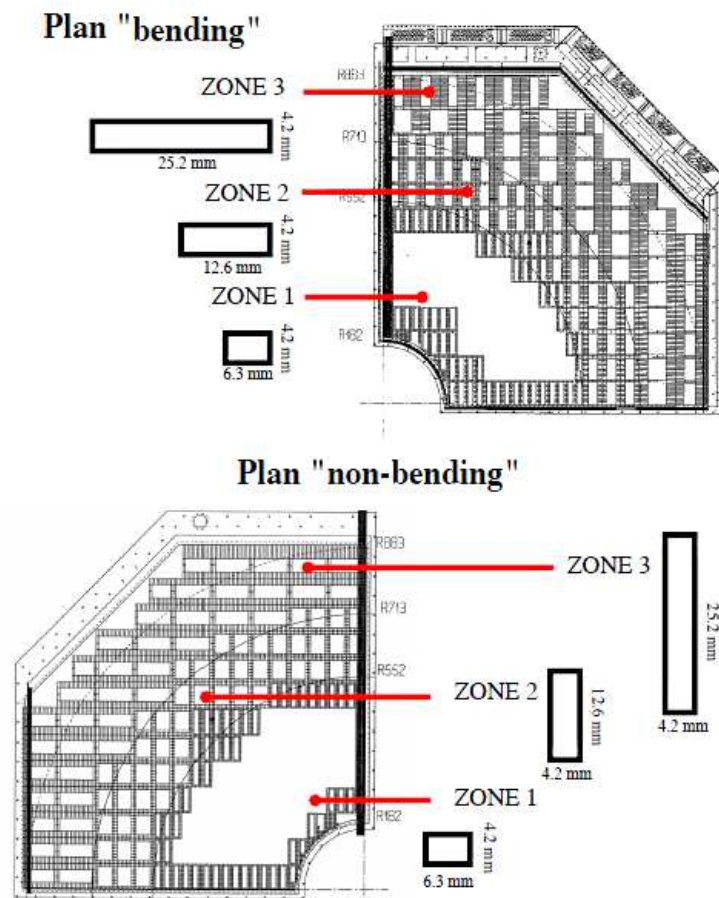


FIGURE 4.12 – Segmentation des cathodes d'un quadrant de la station 1.

(quencher) chargé d'absorber ces photons parasites. Le gaz choisi est le CO_2 qui présente l'avantage de réagir faiblement aux neutrons. Le mélange final contient 80 % d'argon et 20% de CO_2 .

Haute Tension.

Elle est appliquée sur les fils d'anode et conditionne la multiplication des charges. Les valeurs ont été fixées autour de 1650 V.

4.6 L'électronique de lecture

L'électronique de lecture assure la lecture des signaux, la mise en forme et la conversion de l'analogique vers le numérique. Dû à l'environnement et au cahier des charges à respecter, l'électronique de lecture est soumise à plusieurs contraintes.

Le bruit

Les signaux mesurés sont de très faible charge (de l'ordre du fC soit environ 6500 électrons,) l'électronique doit avoir alors un bruit très bas. La valeur maximum fixée est de 1000 électrons (1 canal ADC). C'est également pour cela qu'elle est implantée au plus près du détecteur. De tels signaux ne peuvent pas parcourir de grandes distances.

Dimensions

Compte tenu de la grande concentration d'électronique directement sur le détecteur, les circuits doivent être de petites dimensions. De plus, afin de limiter les effets de diffusion multiple, ils doivent également posséder une faible épaisseur.

4.6.1 L'électronique frontale

Les informations provenant de la lecture des chambres [11] sont traitées par les cartes MANU(MANas NUmérique). La carte assure le traitement des signaux analogiques, leur conversion en signaux numériques ainsi que la suppression de zéro. Une carte MANU est composée de 4 MANAS (Multiplexed ANAlogic Signal processor) qui assurent la pré-amplification des signaux provenant des 64 voies (16 par MANAS), leur mise en forme et leur multiplexage. Le gain par canal est de l'ordre de 3,6 mV/fC. Deux ADC (Analogic Digital Converter) à 2,5 V sur 12 bits assurent la conversion du signal analogique en

numérique. Le dernier composant important de la carte est le MARC (Muon Arm Readout Chip) qui contrôle les MANAS, la communication des données et la suppression de zéro (Fig. 4.13).

La suppression de zéro est un mécanisme qui permet de sélectionner les voies qui seront lues par le système d'acquisition. Une valeur seuil pour chaque voie est stockée dans la mémoire du MARC. Le signal envoyé par un ADC est comparé à ce seuil, si la valeur de ce signal est supérieure au seuil plus environ 3σ , le signal est envoyé à la DAQ. C'est un mécanisme très important car le spectromètre comporte environ 1,1 million de voies. Ne pas appliquer la suppression de zéros obligerait à stocker de très grande quantités de données dont seulement une fraction proviendrait de signaux physiques.

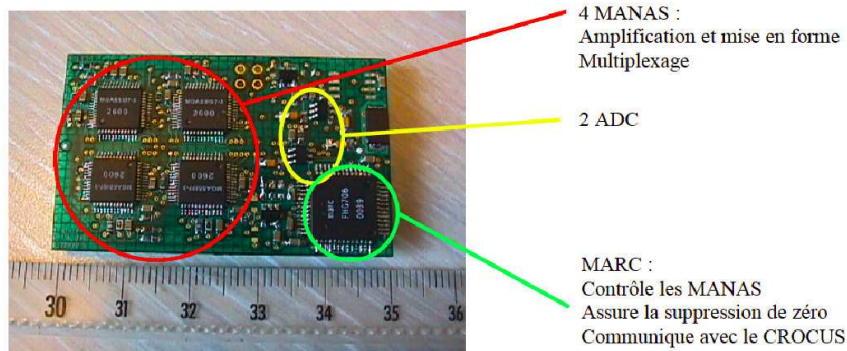


FIGURE 4.13 – Carte MANU

4.6.2 L'électronique de lecture

La lecture est assurée par des châssis CROCUS (Concentrator ReadOut Clusteur Unit System) qui servent d'intermédiaires entre les bus PATCH (Protocol for Alice Tracking CHambers) qui permettent de communiquer avec les MANU, et l'acquisition d'ALICE. Un CROCUS lit une demi-chambre, il y a donc 20 CROCUS pour la lecture complète du système de trajectographie. Son rôle est multiple :

- Contrôle et distribution des signaux de déclenchement et de calibration aux MANU.
- Transmission des données vers la DAQ via une liaison optique.
- Signalement d'éventuels problèmes sur les bus PATCH et les MANU.

Un CROCUS est composé de 5 cartes frontales (FRT) et de 1 carte concentratrice (CRT). Chaque carte frontale comprend 2 processeurs DSPF (Digital

Signal Processor Frontal) qui gèrent 10 bus PATCH. La carte CRT concentre les informations des 5 cartes FRT.

4.6.3 Acquisition des données

Le signal de trigger L0 parvient aux détecteurs $1,2 \mu s$ après l'interaction. Les CROCUS passent alors en mode BUSY tandis que les MANU passent en TrackHold. En mode BUSY ni les CROCUS, ni les MANU ne peuvent recevoir de signaux à traiter. Le MANAS procède alors à la lecture du pad suivi de l'amplification du signal et de sa mise en forme. Le signal est alors envoyé aux ADC qui numérisent en parallèle. Le temps de numérisation est l'ordre de $32 \mu s$ ($1 \mu s$ par voie d'électronique). Les signaux passent alors le test de suppression de zéro au niveau du MARC et sont envoyés aux CROCUS. Le BUSY est désactivé quand tous les bus PATCH ont été lus, le signal est alors envoyé aux processeurs DSPF de la carte frontale du FRT puis à la DAQ générale d'ALICE via une fibre optique.

4.6.4 Le système de distribution de trigger (trigger dispatching)

Le trigger dispatching (TCI : Trigger Crocus Interface) permet de gérer les signaux de trigger et BUSY pour l'ensemble des CROCUS du spectromètre. Lorsqu'un CROCUS génère un BUSY, celui-ci est envoyé au TCI. Si le TCI voit que tous les CROCUS ne sont plus en BUSY il enverra de nouveaux signaux de trigger.

4.7 Reconstruction des traces

La reconstruction peut se décomposer en deux grandes étapes. La première consiste à localiser les points d'impacts dans les différentes chambres du système de trajectographie. Lorsqu'une particule traverse une chambre, la charge créée par ionisation se dépose sur plusieurs pads qui forment alors un cluster. La méthode de Mathieson-Gatti [12, 13, 14] est ensuite appliquée à chaque cluster afin de déterminer le point d'impact de la particule. Idéalement, un cluster est dû au passage d'une seule particule, cependant il peut arriver que plusieurs particules contribuent à former un cluster. Dans ce cas on commence par appliquer un autre algorithme appelé Maximum Likelihood Expectation Maximization (MLEM) qui permet de séparer les différentes parties du cluster correspondant aux différentes particules. Ensuite on applique la méthode de Mathieson-Gatti.

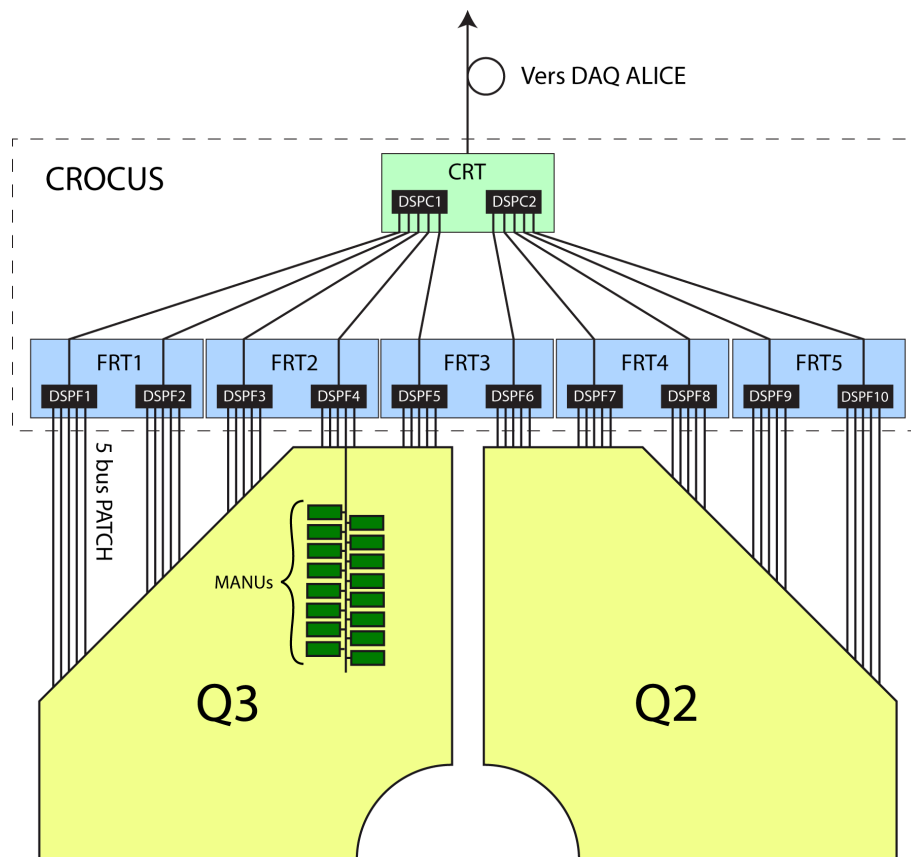


FIGURE 4.14 – Schéma de la chaîne de lecture des chambres de trajectographie (demi-chambre).

La seconde étape est la reconstruction des traces à travers tout le spectromètre. Pour qu'une trace soit reconstruite il faut disposer d'au moins 6 points de référence, le cas idéal étant un point par chambre. L'algorithme de reconstruction tient également compte de la déviation des particules par le champ magnétique. La reconstruction commence à partir des stations 4 ou 5 sur laquelle on délimite une région de recherche de segments de traces. On remonte ensuite de la même manière en partant de la station 5 vers la station 4 puis jusqu'à la première station. Enfin l'algorithme extrapole la trace à travers l'absorbeur frontal jusqu'au vertex primaire.

4.7.1 La méthode de Mathieson-Gatti

Cette méthode permet de reconstruire le point d'impact en ajustant la distribution de charges sur les plans de cathode par la fonction empirique de Mathieson-Gatti donnée par la relation suivante :

$$\frac{\rho(\lambda)}{q_{tot}} = K_1 \frac{1 - \tanh^2(K_2\lambda)}{1 + K_3 \tanh^2(K_2\lambda)} \quad (4.2)$$

Où $\lambda = x/h$ est le rapport entre la distance x où est calculée la charge et h , la distance anode-cathode.

$\rho(\lambda)/q_{tot}$ est la densité de charge normalisée par la charge totale récoltée sur l'anode. q_{tot} est calculée en intégrant la fonction $\rho(\lambda)$ entre les bornes de quelques pads.

K_3 est un paramètre lié à la géométrie du détecteur [15] : la distance anode-cathode, l'espacement des fils d'anode et leurs rayons. K_1 et K_2 sont définis à partir de K_3 de la manière suivante :

$$K_1 = \frac{K_2\sqrt{K_3}}{4 \arctan \sqrt{K_3}} \quad (4.3)$$

$$K_2 = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2}\right) \quad (4.4)$$

La forme de la distribution est gaussienne et le maximum correspond au point de passage de la particule, Fig. 4.15.

4.7.2 La méthode Maximum Likelihood Expectation Maximization

Cette méthode est constituée de deux étapes. La première dite de pré-clusterisation consiste à rechercher les groupes de pads adjacents sur les plans

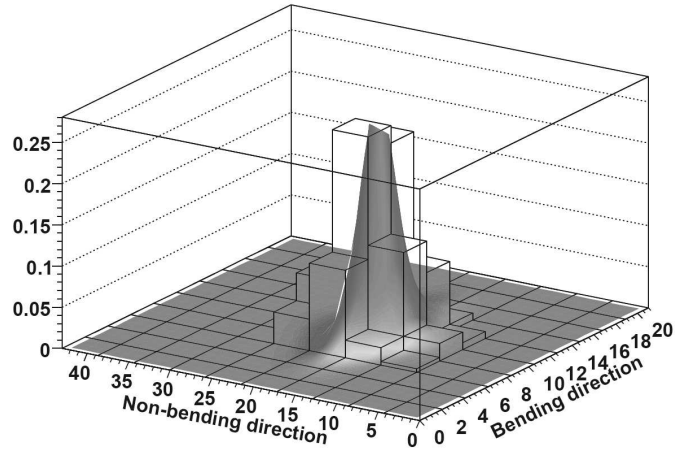


FIGURE 4.15 – Distribution de charges sur un plan de cathode et ajustement fait à partir de la fonction Mathieson-Gatti.

de cathode. Les clusters d'une cathode sont alors superposés sur les clusters de l'autre cathode, c'est le précluster. Les répartitions de charge sont alors projetées sur les plans d'anode virtuellement découpés en pixels. La taille des pixels est fixée par la surface de recouvrement des pads des deux cathodes. La seconde étape est le calcul MLEM en lui-même. La dimension des pixels est alors réduite récursivement jusqu'à 1 mm ce qui permet de séparer les différents clusters de pixels.

4.8 Le système de déclenchement du spectromètre à muons

Le système de déclenchement [16] a pour rôle de sélectionner de manière très rapide (650 ns) après la collision (Fig. 4.16) les événements qui sont susceptibles de contenir des muons provenant de la décroissance d'un méson de la famille du J/ψ ou Υ . Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit de fond, une coupure en impulsion transverse est appliquée à chaque muon. Deux seuils de coupures sont implémentés : $p_T \sim 1$ GeV/c (seuil bas p_T) pour l'étude des J/ψ et Υ et $p_T \sim 2$ GeV/c (seuil haut p_T) pour l'étude de la famille Υ en particulier. Le système de déclenchement peut délivrer 6 signaux au CTP d'ALICE :

- au moins une trace trigger qui dépasse le seuil bas p_T .
- au moins une trace trigger qui dépasse le seuil haut p_T .
- deux traces trigger de signes opposés qui dépassent le seuil bas p_T .

- deux traces trigger de signes identiques qui dépassent le seuil bas p_T .
- deux traces trigger de signes opposés qui dépassent le seuil haut p_T .
- deux traces trigger de signes identiques qui dépassent le seuil haut p_T .

Ce système situé derrière le filtre à muons est formé de stations composées de RPC (Resistive Plate Chamber) simple gap fonctionnant en mode streamer pour une surface de 36 m^2 . Une RPC est constituée de deux plaques de bakélite entre lesquelles circule un gaz. Afin de créer un champ électrique, on soumet à une haute tension des plans de graphite déposés sur les faces extérieures. La valeur du champ est maintenue constante par l'utilisation d'espaces (Fig.4.17). Des bandes d'aluminium (strips) déposées sur les deux faces de la RPC recueillent les charges engendrées par le passage des particules ionisantes qui se propageront jusqu'à l'une des 21000 voies de lecture du détecteur. L'électronique du système de déclenchement du spectromètre

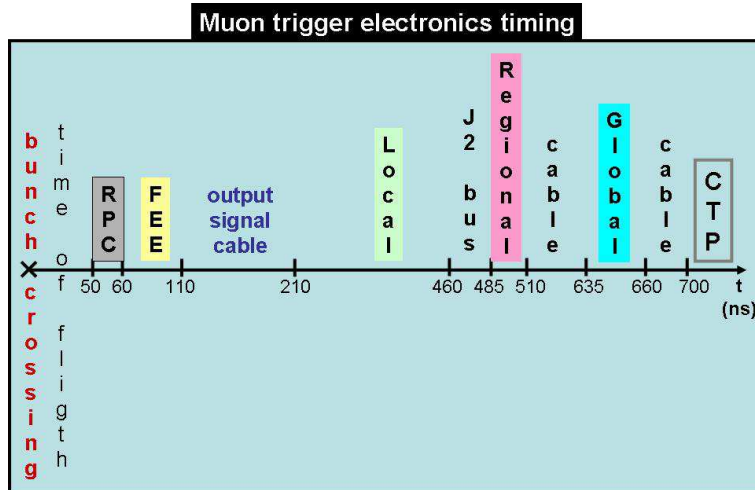


FIGURE 4.16 – Chronologie de l'électronique du trigger dimuon. La génération du signal prend 650 ns à quoi il faut rajouter environ 100 ns pour la propagation jusqu'au CTP.

à muons est organisée selon trois niveaux : local, régional, global. Le niveau local composé de 234 cartes, reconstruit les traces provenant de l'électronique frontale en un temps de 250 ns. Le niveau régional regroupe et traite les informations des cartes de niveau local par groupe de 16. Enfin le niveau global reçoit ces informations et génère six signaux de trigger qui seront envoyés au CTP.

Le principe du système de déclenchement [17] est présenté en figure 4.18. Un muon arrive du point d'interaction avec un angle θ_d dû à la traversée du dipôle. Il est détecté en deux points $(X1, Y1, Z1)$ et $(X2, Y2, Z2)$ des stations

MT1 et MT2 respectivement. L'impulsion transverse du muon peut se calculer à partir des coordonnées de l'impact du muon dans les chambres par les formules suivantes :

$$p_T = p \frac{X_F^2 + Y_F^2}{Z_F} \simeq p_{XZ} \frac{X_F^2 + Y_F^2}{Z_F} \quad (4.5)$$

où

$X_F = X_1 \frac{Z_F}{Z_1}$ et $Y_F = Y_2 - \frac{Y_2 - Y_1}{Z_2 - Z_1} (Z_2 - Z_F)$ sont les coordonnées de la particule dans le plan perpendiculaire au faisceau et situé au milieu de l'aimant à $z = Z_F$

$p_{XZ} = \frac{qBL}{\theta_d}$ est le moment de la particule de charge q dans le plan de déviation du dipôle de longueur L et de champ magnétique B .

$\theta_d = \frac{1}{Z_F} \frac{Y_1 Z_2 - Y_2 Z_1}{Z_2 - Z_1}$ est l'angle de déviation.

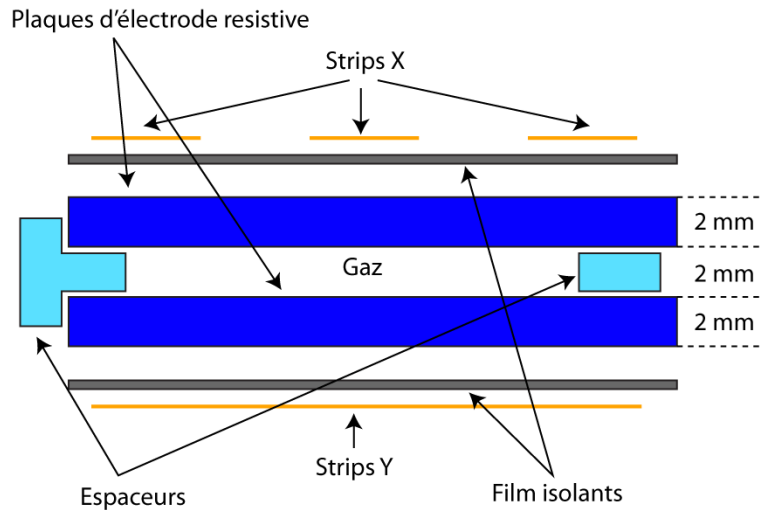


FIGURE 4.17 – Schéma d'une RPC simple gap.

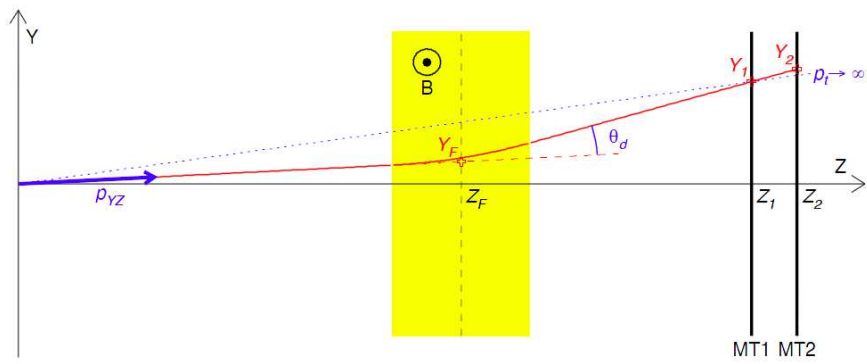


FIGURE 4.18 – Principe du système de déclenchement du spectromètre à muons.

Bibliographie

- [1] The ALICE Collaboration. ALICE Technical Proposal. A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. Technical report, CERN/LHCC 95-71, 1995.
- [2] The ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer. Technical report, CERN/LHCC 99-22, 1999.
- [3] The ALICE Collaboration. Addendum to the Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer. Technical report, CERN/LHCC 2000-046, 2000.
- [4] B. Espagnon, M. Mac Cormick, and Al. Matériaux, X_0 et sections géométriques du quadrant 0 du spectromètre dimuons d'ALICE. *IPNO DR-02-2010*, 2002.
- [5] MILLEPEDE homepage. www.desy.de/blobel/mptalks.html.
- [6] G. Charpak. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nucl. Instr. and Meth A*, 62, 1968.
- [7] W. Blum and L. Rolandi. Particle detection with drift chambers. *Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH and Co. K*, 1994.
- [8] A. Sharma. Properties of some gas mixtures used in tracking detectors. *SLAC-JOURNAL-ICFA-16-3*, 1998.
- [9] A. V. Zarubin. Properties of some gas mixtures used in tracking detectors. *Nucl. Instr. and Meth.*, A(293) :409, 1989.
- [10] F. Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. *CERN 77-09*, 1997.
- [11] The ALICE Collaboration. Alice production readiness review. the electronics of alice dimuon tracking chambers. *ALICE-INT-2004 026*, 2004.

-
- [12] J.S. Gordon and E. Mathieson. Cathode charge distributions in multi-wire proportional chambers - measurement and theory. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 227 :267–276, 1984.
 - [13] J.S. Gordon and E. Mathieson. Cathode charge distributions in multi-wire proportional chambers - approximation and empirical formulae. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 227 :277–282, 1984.
 - [14] J.R. Thompson and Al. Cathode charge distributions in multiwire proportional chambers - distribution in anode wire direction. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 234 :505–511, 1985.
 - [15] R. Wurzinger, Y. Le Bornec, and N. Willis. Monte Carlo studies on Cathod Strip/Pad Chambers for the ALICE Di-MUon Arm. *IPNO DRE-96-08*, 1996.
 - [16] The ALICE Collaboration. Technical Design Report. Trigger Technical Design Report. Technical report, CERN/LHCC 2003-062, 2003.
 - [17] O. Roig. *Etude du système de déclenchement du spectromètre dimuons de l'expérience ALICE au CERN-LHC*. PhD thesis, Université Blaise Pascal de Clermont-Fd, DU 1172-EDSF 254,, 1999.

Chapitre 5

Corrections d'efficacité et d'acceptance

Afin de pouvoir calculer les sections efficaces et de connaître les distributions en p_T et en rapidité, des corrections d'efficacité et d'acceptance sont nécessaires. Ces corrections s'appliqueront sur les distributions en impulsion transverse et la rapidité car ce sont deux observables accessibles facilement et suffisantes, pour décrire l'espace de phase de production de particules.

Les corrections d'efficacité correspondent au fait que certaines parties du système de trajectographie, ou du système de déclenchement du spectromètre à muons, peuvent ne pas fonctionner ce qui diminue l'efficacité de détection. Les corrections d'acceptance sont liées à la conception du détecteur qui mesure les muons dans un angle polaire compris entre 2° et 9° .

5.1 Méthode de correction

Les corrections d'efficacité et d'acceptance peuvent s'appliquer selon deux méthodes. La plus simple dite à 1 dimension (1D) est de corriger une seule variable à la fois. Cette méthode présente l'avantage de pouvoir atteindre des valeurs de p_T assez élevées. Cependant, le fait d'intégrer sur l'autre variable (ici la rapidité) peut introduire de larges erreurs systématiques. La seconde méthode consiste à appliquer les corrections sur les deux variables simultanément (méthode 2D). Si cette méthode a comme avantage de ne pas avoir une grande erreur systématique due à l'intégration sur une des variables, elle diminue en revanche la valeur de p_T atteinte du fait de la statistique par bin (p_T, y) qui est plus basse que pour la méthode à 1 dimension.

5.2 Le CORRection FrameWork (CORRFW)

Le Correction FrameWork d'ALICE a été introduit pour faciliter ces types de corrections. Il fournit un ensemble d'objets : les containers qui sont des tableaux à n dimensions (objet de type `AliCFContainer`, figure 5.1). Les n dimensions représentent les variables retenues pour l'analyse. Ces objets servent à stocker différents niveaux appelées *step*, comme des simulations Monte-Carlo utilisant par exemple différentes paramétrisations, ainsi que les données réelles. À partir des containers, l'efficacité entre deux jeux de données peut être calculée en divisant les *steps* correspondant entre eux. Une fois la grille de correction d'efficacité calculée (objet de type `AliCFEffGrid`, figure 5.1), elle peut être appliquée sur le jeu de données réelles souhaité. Le principe de fonctionnement du CORRFW est présenté sur la figure 5.2. L'utilisateur commence par faire une boucle sur les simulations et enregistre les résultats dans un objet `AliCFContainer` dans le but de créer une matrice de correction qui est simplement le nombre de particules reconstruites divisées par le nombre de particules générées pour chaque bin. Cette matrice est appliquée via un objet `AliCFEffGrid`, un objet `AliCFDataGrid` est créé qui contient les données corrigées. L'utilisateur n'a plus qu'à projeter les variables qu'il souhaite, à partir de cet objet. Le facteur de correction d'acceptance \times

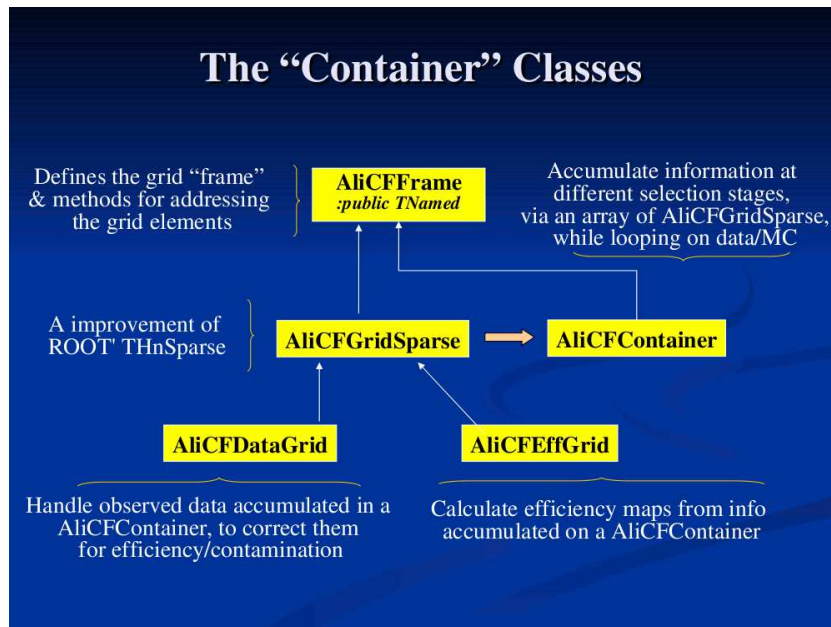


FIGURE 5.1 – Les différents objets issus des containers et leurs liens dans le CORRFW.

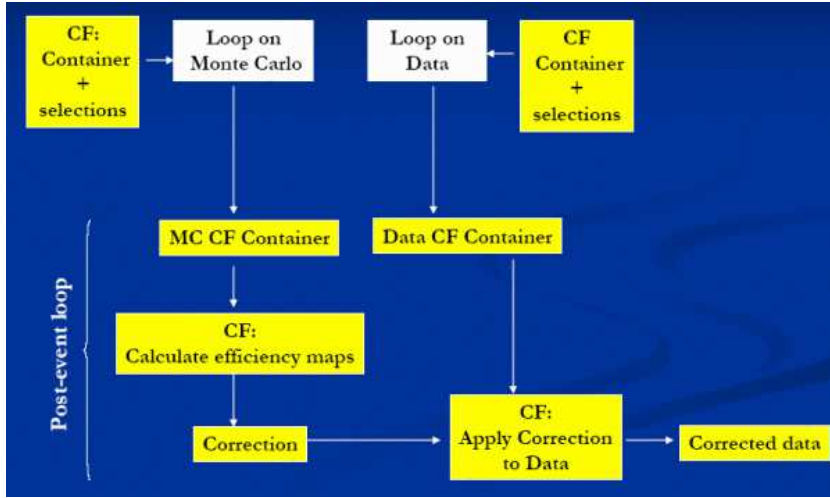


FIGURE 5.2 – Représentation schématique des corrections d’acceptance et d’efficacité via le Correction FrameWork.

efficacité intervient dans le calcul de la section efficace du J/ψ par la formule suivante :

$$N_{J/\psi}^{corr} = N^{J/\psi} / (Acc \times \epsilon). \quad (5.1)$$

Où :

- $N^{J/\psi}$: est le nombre de J/ψ non corrigé. Les J/ψ sont sélectionnés entre $2,8 < m_{\mu^+\mu^-} < 3,4 \text{ GeV}/c^2$ (environ 3σ de la valeur du J/ψ donnée par le PDG).

Pour les J/ψ générés, un simple comptage est effectué. Pour les J/ψ reconstruits, un ajustement est appliqué sur la distribution avec une fonction Crystal-Ball (signal) et une somme de deux exponentielles (bruit de fond). Dans ce type de simulations, seuls des J/ψ sont générés et le bruit de fond est négligeable. Néanmoins l’extraction du signal est effectuée avec une fonction identique à celle qui sera utilisée pour les données réelles. Les J/ψ retenus remplissent les conditions suivantes qui correspondent aux coupures utilisées dans l’analyse des données réelles :

- l’une des traces de muons constituant la paire ($\mu^+\mu^-$) reconstruite dans le système de trajectographie correspond à une trace reconstruite dans le système de déclenchement.
- au moins une mini-trace (tracklet) dans le SPD.
- la distance radiale (R_{abs}) est supérieure à 17,5 cm.
- les deux traces de la paire sont comprises dans l’intervalle de pseudo-rapidité $-4 < \eta < -2,5$.

- $Acc \times \epsilon$ est la valeur de correction appliquée à chaque bin. Ces valeurs sont calculées à partir des simulations effectuées avec les différents générateurs.
- $N_{J/\psi}^{corr}$ est le nombre de J/ψ corrigés obtenus après application de la matrice de correction. Si les données reconstruites et simulées ont la même origine, on peut obtenir des distributions auto-corrigées utiles pour tester le processus de correction.

5.3 Générateurs Monte Carlo

5.3.1 Paramétrisation Plate

C'est le générateur le plus simple. Il est utilisé pour vérifier le processus de correction. Même s'il n'est pas physiquement réaliste, il permet de générer une statistique élevée, à haut p_T notamment, pour un coût en temps de calcul très bas.

5.3.2 Paramétrisation type CDF

La paramétrisation CDF (Collider Detector at Fermilab) [1] est une distribution en impulsion transverse obtenue par la formule suivante :

$$f(p_T) = \frac{c p_T}{(1 + (p_T + A))^n}. \quad (5.2)$$

Où : c , A et n sont des paramètres libres utilisés pour ajuster la distribution aux données de CDF. Les distributions en p_T sont obtenues en extrapolant ces paramètres aux différentes énergies du LHC. Les extrapolations à 4, 7 et 10 TeV sont respectivement nommées CDFpp4, CDFpp7 et CDFpp10.

Quant aux distributions en rapidité, elles sont obtenues à partir d'extrapolations du Color Evaporation Model (CEM) [2]. Afin d'estimer les erreurs systématiques plusieurs distributions ont été utilisées. Comme la figure 5.3 le montre les différentes distributions issues de CDF sont assez semblables ce qui peut masquer l'erreur systématique introduite par la correction. Afin de mieux quantifier cette incertitude nous avons introduit une autre distribution toujours basée sur CDF mais avec des paramètres volontairement assez écartés de ceux par défaut dans le but d'obtenir une distribution avec une forme différente. Cette distribution est identifiée sous le nom de XPTG. Afin d'éviter les pertes de signaux dues au smearing en limites de l'acceptance, les simulations génèrent des J/ψ dans un domaine en rapidité plus large que celui du spectromètre. Toutes les simulations utilisent les paramètres suivants :

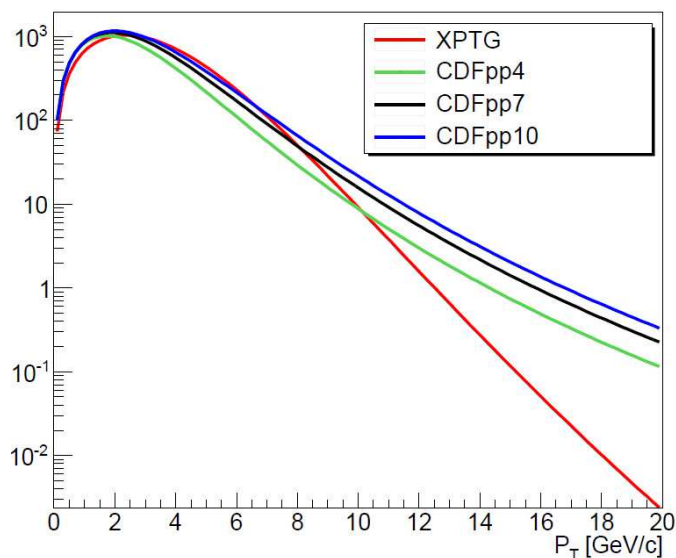


FIGURE 5.3 – Distributions en impulsion transverse du J/ψ , d'après la paramétrisation CDF, obtenues pour différentes énergies dans le centre de masse : 4, 7 et 10 TeV. La courbe en rouge représente une distribution basée aussi sur CDF mais modifiée.

$0 < p_T < 20$ GeV/c, $-5 < y < -1,5$, $0 < p < 10$ TeV et $0 < \theta < 180^\circ$. Dans toutes les simulations le J/ψ est supposé non-polarisé, la prise en compte de l'effet de la polarisation requiert d'autres simulations et sera présentée en fin de chapitre.

5.4 Validation de la correction

C'est la première étape avant de corriger les données : il faut s'assurer que le processus de correction fonctionne. Pour cela on procède à une simulation dont le rapport entre la génération et la reconstruction donne la matrice de correction. Afin d'éviter les fluctuations statistiques dans la création de la matrice, 10^6 J/ψ sont simulés. Cette matrice, appliquée aux données reconstruites, permet de retrouver le Monte Carlo de départ.

5.4.1 Auto-correction

Générateur plat

Le premier test consiste à utiliser le générateur plat afin de vérifier la correction jusqu'à des valeurs p_T assez élevées. Dans ce test, un nombre de J/ψ élevé est généré (Tab. 5.1).

La figure 5.4 présente le résultat de ces simulations. Elle montre le rapport entre les données corrigées et les données générées, ce rapport est égal à 1 ce qui signifie que l'on a bien retrouvé le spectre généré après l'application de la correction.

J/ ψ générés	J/ ψ reconstruits
Monte Carlo	
415924	207920
Données	
-	207920

TABLE 5.1 – Nombre de J/ψ générés et reconstruits pour le test avec le générateur plat.

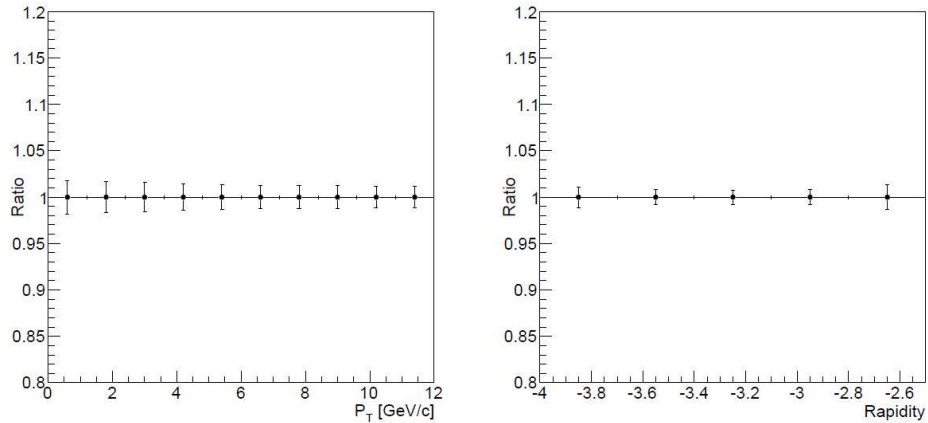


FIGURE 5.4 – Rapport entre les J/ψ corrigés et générés en p_T (gauche) et en rapidité (droite).

Générateur CDF à 7 TeV (CDFpp7)

Afin de déterminer si la correction à 2 dimensions peut être appliquée sur le J/ψ , le même processus est répété en utilisant CDFpp7 (la distribution

réaliste MC de référence) à la place du générateur plat. Ce test de correction a été appliqué sur un échantillon faible de J/ψ représentatif des premières données réelles disponibles (Tab. 5.2).

J/ ψ générés	J/ ψ reconstruits
Monte Carlo	
415924	207920
Données	
2097	724

TABLE 5.2 – Nombre de J/ψ générés et reconstruits pour le test avec le générateur CDF 7.

p_T (GeV/c)		
	Générés	Auto-corrigés
$0,0 < p_T \leq 1,0$	283	305 ± 32
$1,0 < p_T \leq 2,0$	534	555 ± 43
$2,0 < p_T \leq 3,0$	535	519 ± 40
$3,0 < p_T \leq 4,0$	390	357 ± 32
$4,0 < p_T \leq 5,0$	227	236 ± 25
$5,0 < p_T \leq 6,0$	128	129 ± 17
Total	2097	2101 ± 80

TABLE 5.3 – Nombre de J/ψ générés et corrigés par bin de p_T .

Rapidity		
	Générés	Auto-corrigés
$-4,0 < y \leq -3,4$	842	836 ± 49
$-3,4 < y \leq -3,0$	551	569 ± 33
$-3,0 < y \leq -2,5$	704	696 ± 54
Total	2097	2101 ± 80

TABLE 5.4 – Nombre de J/ψ générés et corrigés par bin de rapidité.

Les comparaisons entre les données générées et reconstruites pour l'impulsion transverse et la rapidité sont présentées en figure 5.5. Les tableaux 5.3 et 5.4 donnent le nombre de J/ψ générés et corrigés pour chaque bin. Un très bon accord est observé entre les deux jeux de données. Cette étude permet de conclure que, même avec un nombre de J/ψ d'environ 1000, la correction à deux dimensions peut être appliquée.

5.5 Erreurs systématiques

Nous avons montré que le CORRFW fonctionne correctement via l'auto-correction et que la méthode de correction à 2 dimensions peut être appliquée sur une estimation du nombre de J/ψ attendu lors des premières prises de données. Cependant le calcul de l'acceptance dépend des distributions en p_T et rapidité utilisées. Dans cette partie nous allons déterminer les erreurs systématiques de la correction liées à ces variables en appliquant la matrice de correction CDFpp7 à une autre distribution en p_T et y .

5.5.1 Effet de la distribution en impulsion transverse

Afin de quantifier l'erreur systématique introduite sur le p_T et la rapidité due à différentes distributions en impulsions transverses, il a été décidé d'appliquer les matrices de corrections obtenues avec les distributions Plate (notée FG) et XPTG à la distribution CDFpp7.

Impulsion transverse

Ces comparaisons montrent que la plus grande différence relative provient de la distribution plate (6,9 %, Tab. 5.5). Dans le cas de la distribution inconnue (plus réaliste que la distribution plate) la différence relevée n'est

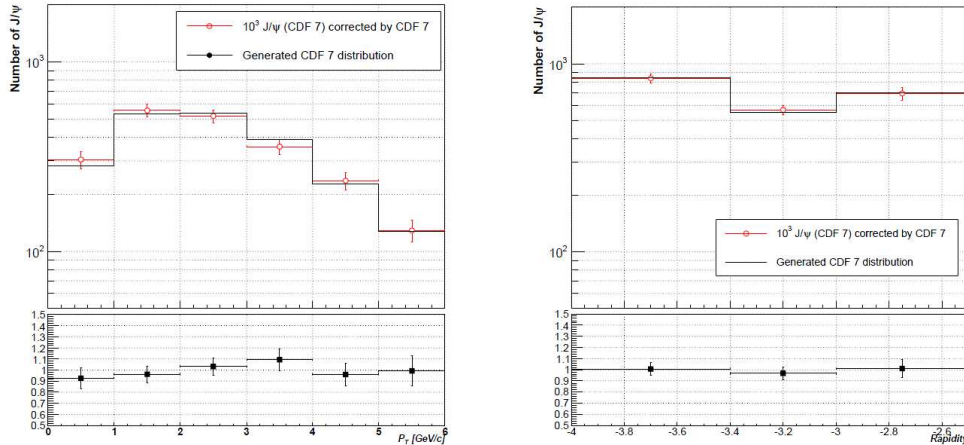


FIGURE 5.5 – Comparaisons des distributions auto-corrigées avec les distributions générées avec CDFpp7. Gauche : comparaison en p_T (haut) et rapport généré/corrigé (bas). Droite : comparaison en rapidité (haut) et rapport généré/corrigé (bas).

que de 0,3% (Tab. 5.5). Cependant il a été décidé de garder cette erreur à 1% pour être conservatif. Sur la figure 5.6 est représenté le nombre de J/ψ pour différentes corrections. La statistique pour chaque bin est donnée dans le tableau 5.6). Des résultats similaires ont été obtenus avec des données générées avec la paramétrisation CDFpp10 puis corrigées avec CDFpp7.

p_T	Pourcentage d'erreur absolue	
	FG	XPTG
$0 < p_T \leq 1$	0,2	0,4
$1 < p_T \leq 2$	5,5	0,9
$2 < p_T \leq 3$	8,0	0,6
$3 < p_T \leq 4$	6,8	0,2
$4 < p_T \leq 5$	9,7	0,7
$5 < p_T \leq 6$	9,6	0,5
Différence relative à CDF 7	6,9	0,3

TABLE 5.5 – Différence relative de corrections par rapport à CDF7 pour les distributions plate (FG) et XPTG pour les différents bins de p_T .

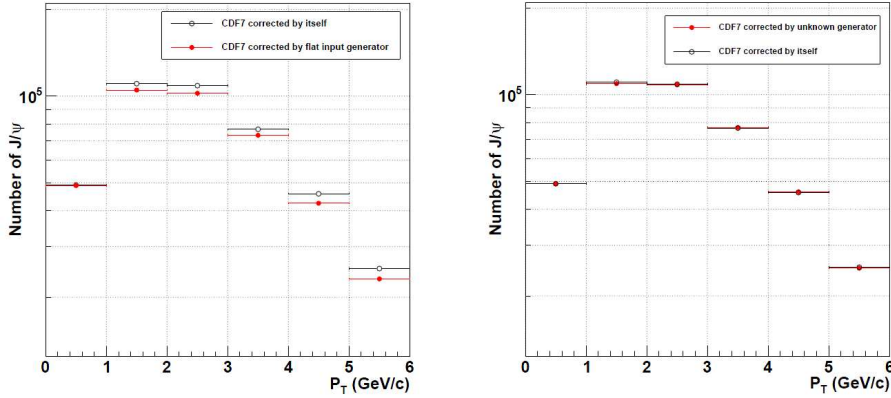


FIGURE 5.6 – Comparaisons entre les différents spectres en impulsion transverse corrigés. Gauche, comparaison entre l'auto-correction et la correction issue du générateur plat. Droite, auto-correction et correction issue de la distribution XPTG. Les valeurs pour chaque bin peuvent être trouvées dans le tableau 5.6.

Rapidité

L'effet sur la rapidité de l'utilisation de différentes distributions en impulsion transverse peut être observée sur la figure 5.7. Comme dans le cas précédent, la différence entre la distribution inconnue (XPTG) et la distribution CDF 7 reste très faible (Tab. 5.7). La valeur de 1% est conservée.

p_T (GeV/c)	Nombre de J/ψ corrigés		
	CDFpp7	FG	XPTG
$0,0 < p_T \leq 1,0$	36803 ± 406	36717 ± 458	36635 ± 419
$1,0 < p_T \leq 2,0$	91749 ± 637	86700 ± 863	90903 ± 649
$2,0 < p_T \leq 3,0$	107014 ± 676	98411 ± 912	106319 ± 672
$3,0 < p_T \leq 4,0$	88210 ± 580	82189 ± 662	88394 ± 569
$4,0 < p_T \leq 5,0$	58271 ± 448	52695 ± 411	58708 ± 442
$5,0 < p_T \leq 6,0$	33766 ± 323	30538 ± 376	33582 ± 312

TABLE 5.6 – Nombre de J/ψ corrigés par bin de p_T pour les distributions CDFpp7, plate et XPTG.

Rapidité	Pourcentage d'erreur absolue	
	FG	XPTG
$-4,0 < y \leq -3,4$	1,8	0,8
$-3,4 < y \leq -3,0$	8,8	0,3
$-3,0 < y \leq -2,5$	11,4	0,2
Différence relative à CDF 7	6,9	0,3

TABLE 5.7 – Différence relative de corrections pour les distributions plate et XPTG pour les différents bins de rapidité.

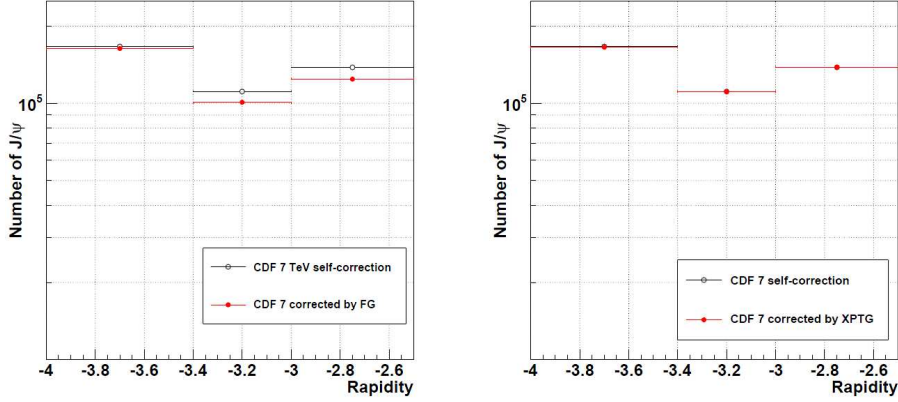


FIGURE 5.7 – Comparaisons entre les différents spectres en rapidité corrigés. Gauche, comparaison entre l’auto-correction et la correction issue du générateur plat. Droite, auto-correction et correction issue de la distribution XPTG.

5.5.2 Effet de la distribution en rapidité

La même distribution en rapidité a été utilisée pour les différentes simulations. La rapidité a été calculée avec la paramétrisation MRST01L Parton Distribution Function (PDF) calculée au LO puis ajustée pour tenir compte des effets NLO. Cinq autres distributions LO ont aussi été étudiées. La figure présente les différentes distributions en rapidité : CTEQ5L, CTEQ6L, MRST01L et MRST98L en fonction de la rapidité couverte par le spectromètre (Fig 5.8). On peut constater que les distributions sont presque similaires dans le domaine de rapidité du spectromètre à muons ce qui suggère que l’on peut négliger les erreurs systématiques dues aux différentes distributions en rapidité, dans une première approche.

5.6 Effet de la polarisation

L’effet de la polarisation du J/ψ est important et doit être pris en compte dans les corrections. Expérimentalement, on y accède par la mesure de la distribution angulaire $W(\cos(\theta), \phi)$ des muons issus des décroissance des J/ψ donnée par la formule :

$$W(\cos(\theta), \phi) \propto 1 + \lambda_\theta \cos^2(\theta) + \lambda_\phi \sin^2 \theta \cos(2\phi) + \lambda_{\theta\phi} \sin(2\theta) \cos(\phi). \quad (5.3)$$

Où les paramètres $\lambda[\theta, \phi, \theta\phi]$ quantifient le degré de polarisation. Une valeur de $\lambda_\theta > 0$ indique une polarisation transverse alors qu’une valeur de négative

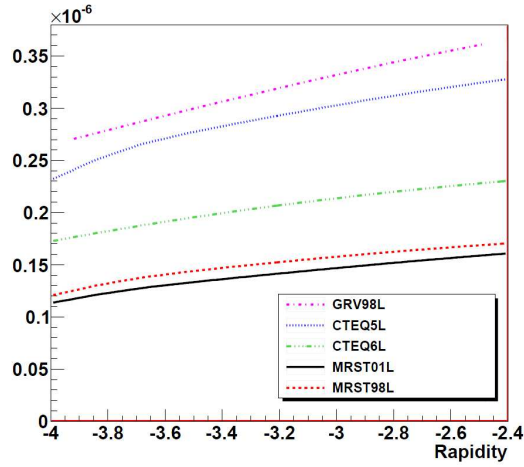


FIGURE 5.8 – Spectres en rapidité du J/ψ pour les paramétrisations CTEQ5L, CTEQ6L, MRST01L et MRST98L.

signifie une polarisation longitudinale. θ est l'angle polaire et ϕ l'angle azimutal des muons. De plus il faut effectuer cette mesure dans deux repères différents présentés rapidement ci-dessous (Fig. 5.9).

- Repère d'Hélicité. Il est défini par la direction du J/ψ dans le repère du centre de masse.
- Repère de Collin-Sopper. θ_{CS} est donné par la bissectrice de l'angle défini par l'impulsion du projectile p_{proj} et l'impulsion de la cible $-p_{targ}$ dans le repère du centre de masse du J/ψ .

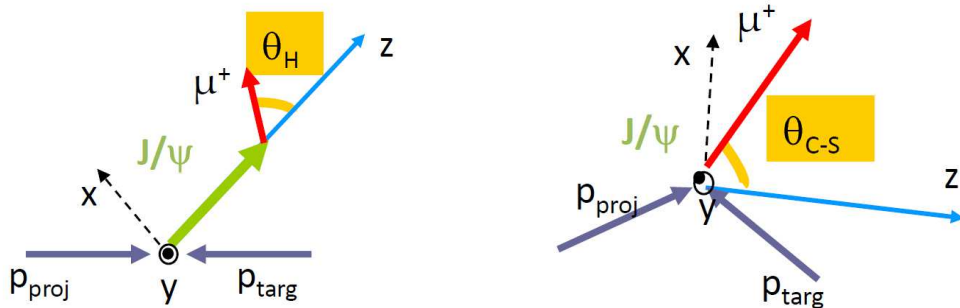


FIGURE 5.9 – Représentation schématique du repère d'Hélicité (gauche) et du repère de Collin-Sopper (droite).

Comme le montrent les figures 5.10 et 5.11 les corrections d'acceptance et d'efficacité sont modifiées suivant la polarisation du J/ψ en particulier à bas p_T . Ces simulations ont permis de montrer que l'incertitude sur la section efficace introduite par la polarisation est élevée. Pour le repère d'Hélicité les valeurs sont +22% ($\lambda_{HE} = -1$) et -10% ($\lambda_{HE} = 1$). Pour le repère de Collin-Sopper les valeurs sont +31 % ($\lambda_{CS} = -1$) et -15% ($\lambda_{CS} = 1$). La mesure de la polarisation permettra non seulement de lever cette incertitude mais également de pouvoir procéder à des comparaisons avec les différents modèles de production du J/ψ qui prédisent des polarisations différentes.

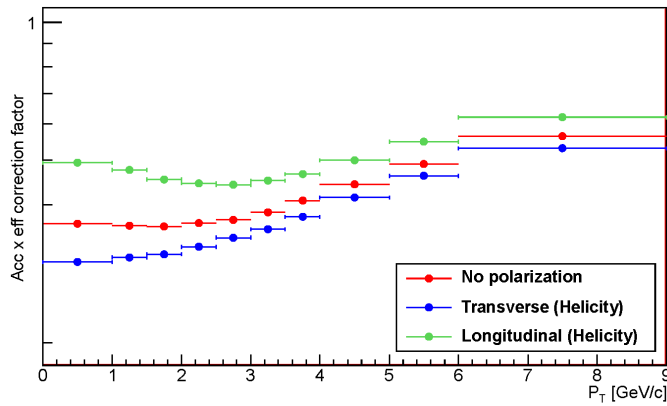


FIGURE 5.10 – Matrice $\text{Acc} \times \varepsilon$ projetée en fonction de l'impulsion transverse pour les 3 polarisations : transverse, nulle, longitudinale.

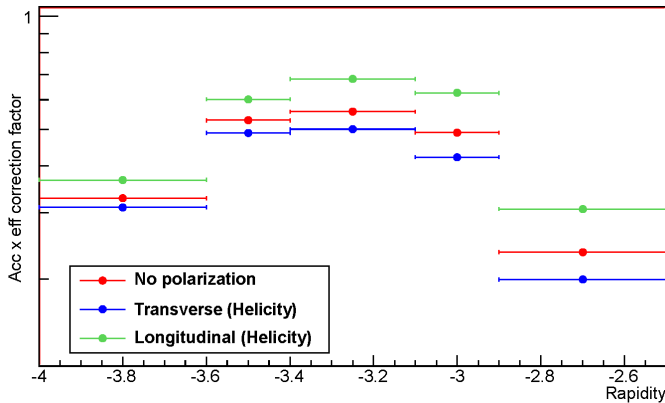


FIGURE 5.11 – Matrice $\text{Acc} \times \varepsilon$ projetée en fonction de la rapidité pour les 3 polarisations : transverse, nulle, longitudinale.

5.7 Conclusion

Nous avons montré que la méthode de correction à deux dimensions est applicable même sur un petit nombre de J/ψ . De plus les incertitudes liées à l'utilisation de différentes distributions en p_T sont faibles (1% conservatif) et celles en rapidité sont négligeables. Cette correction multi-dimensionnelle pourra être étendue à 5 dimensions ($\lambda_\theta, \lambda_{\theta\varphi}, \lambda_\varphi$) pour prendre en compte la polarisation du J/ψ . Cette partie de ce travail de thèse a fait l'objet d'une note interne ALICE [3].

Bibliographie

- [1] D. E. Acosta et al. CDF Collaboration. Measurement of the J/ψ Meson and B Hadron Production Cross Sections in p anti-p Collisions at $\sqrt{s} = 1960$ GeV. *Phys. Rev. D*, 032001, 71, 2005.
- [2] H. Fritzsch. Producing heavy quark flavors in hadronic collisions. A test of quantum chromodynamics. *Phys. Lett. B*, 67 :217, 1977.
- [3] L. Bianchi, B. Boyer, B. Espagnon, C. Hadjidakis, Y. Le Bornec, M. Lopez Noriega, C. Suire, and J.D. Tapia Takaki. Acceptance and efficiency corrections for the inclusive J/ψ cross section in p+p interactions with the ALICE Forward Muon Spectrometer : A two-dimensional approach. *ALICE Internal note*, 2011.

Chapitre 6

Résultats expérimentaux

Les résultats sur le J/ψ présentés dans cette thèse regroupent les J/ψ qui proviennent de trois sources différentes : les J/ψ produits lors de la collision, ceux provenant de décroissances d'états du charmonium plus lourds comme le χ_{c1} , χ_{c2} , $\psi(2S)$ et enfin les J/ψ issues de la décroissance de mésons B. Les deux premiers types de J/ψ sont réunis dans les J/ψ prompts alors que ceux provenant du B sont appelés non-prompt [1]. La séparation entre ces deux types de J/ψ n'est pas possible actuellement dans l'acceptance du spectromètre à muons. Enfin, les J/ψ sont supposés non polarisés. Dans cette analyse les résultats portent sur les collisions proton+proton de l'année 2010. Ces résultats sont importants car ils serviront de référence pour les collisions d'ions lourds.

6.1 Détecteurs et prise de données

Les détecteurs d'ALICE utilisés dans cette analyse sont l'Inner Tracking System (ITS), le VZERO et le spectromètre à muons. L'ITS est un détecteur en silicium qui couvre un domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 0,9$. Le VZERO se divise en deux groupes de scintillateurs couvrant les pseudo-rapidités $2,8 < \eta < 5,1$ et $-3,7 < \eta < -1,7$. Enfin le spectromètre à muons est constitué d'un dipôle produisant un champ magnétique de 3 T.m, un système de trajectographie, un système de déclenchement et plusieurs absorbeurs. Il couvre un domaine en pseudo-rapacité $-2,5 < \eta < -4$. Tous ces détecteurs ont été présentés en détails dans le chapitre 2.

Les données utilisées dans cette analyse sont issues d'événements sélectionnés par le trigger muon-Minimum Bias (noté μ -MB ou bien MUS1) qui est une combinaison entre le trigger Minimum Bias et le trigger du spectromètre à muons. Le trigger Minimum Bias (désigné sous le nom de INT1) est un OU

entre un hit dans le SPD et un signal dans l'une des parties du VZERO. C'est le trigger le moins restrictif d'ALICE qui permet de sélectionner un événement. Le trigger muon (0MSL : Muon Single Like) correspond à la détection par le système de déclenchement du spectromètre d'au moins un muon de $p_T \gtrsim 0,5$ GeV/c dans l'acceptance. D'autres triggers sont également utilisés notamment pour la normalisation des données. Les principaux triggers utilisés dans cette analyse sont présentés dans le tableau 6.1. Les données ont

Triggers d'entrée	
Nom du trigger	Détecteur
0MSB	SPD
0VBA	V0 coté A
0VBC	V0 coté C
0MSL	Spectromètre à muons (muon simple avec $p_T > 1$ GeV/c)
Classe de trigger	
Nom	Composition
VBAND	0VBA et 0VBC
INT1 (Min. Bias)	0MSB ou 0VBA ou 0VBC
MUS1	INT1 et 0MSL
INT5	0VBA ou 0VBC
MUS5	INT5 et 0MSL

TABLE 6.1 – Principaux triggers d'entrée et classes de triggers utilisés dans l'analyse.

été séparées en différentes périodes, chacune correspondant à un état donné des différents détecteurs. Le taux d'empilement qui est dû à plusieurs interactions entre protons au sein d'un même paquet est aussi utilisé pour séparer les périodes. Ces caractéristiques sont résumées dans le tableau 6.2.

Période	Run	Date	Nombre de paquets interagissants	trigger MB	trigger muon	Empilement min / max
LHC10c1	119159 à 120079	10/05 - 17/05	1,2,3	246 115 680	2 426 812	1,02721 / 1,06163
LHC10d1	122372 à 124751	05/06 - 01/07	2,8	47 302 641	6 159 091	1,03469 / 2,46728
LHC10d2b	125628 à 126424	09/07 - 19/07	2,6,7,8	146 101 570	5 776 889	1,00060 / 1,16344
LHC10e	127712 à 130850	28/07 - 30/08	8,14,16	275 195 062	30 266 372	1,00452 / 1,08804

TABLE 6.2 – Caractéristiques détaillées pour chaque période de prises de données avant application de coupures pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV réalisées en 2010.

6.2 Sélection physique

Une première sélection hors ligne des données est ensuite effectuée afin de rejeter les événements faisceau-gaz. Ils sont identifiés par le VZERO en fonction du temps mesuré qui est différent pour les deux types d'événements faisceau-faisceau et faisceau-gaz (Fig. 6.1).

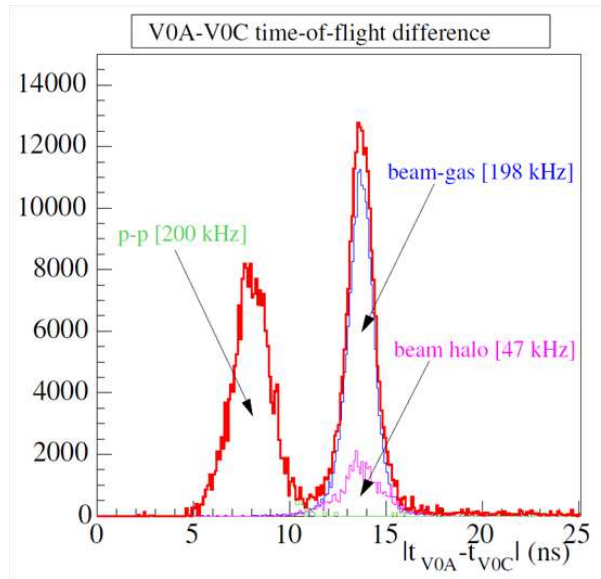


FIGURE 6.1 – Identification du type d'événement par les VZEROA et VZEROC en fonction de la différence de temps de vol.

6.3 Analyse des données

Le nombre total des événements analysés, après avoir passés une étape de sélection visant à rejeter les runs de mauvaise qualité ou des mesures de luminosité, est de $4 \cdot 10^8$ événements Minimum Bias. En ce qui concerne le trigger μ -MB, le nombre d'événements analysés est de $3 \cdot 10^8$.

6.3.1 Sélection des événements avec le SPD

La coupure sur le SPD consiste à demander au moins un vertex reconstruit dans le SPD. Cette coupure rejette environ 0,5 % de la statistique.

6.3.2 Sélection des traces

Plusieurs coupures sont appliquées sur les traces de muons afin d'améliorer le rapport signal sur bruit de fond. Ces coupures offrent un compromis entre qualité du signal et statistique disponible. Des coupures trop lâches permettent de garder une statistique maximum mais en contrepartie le signal recherché est difficilement analysable.

Système de déclenchement

Au niveau du système de déclenchement, au moins une trace d'un des deux muons détectés dans le système de trajectographie doit correspondre à une trace dans le système de déclenchement. Cette coupure rejette environ 24 % des paires de muons. Il est possible de demander que les deux traces remplissent cette condition afin d'améliorer la qualité du signal. Lorsque cette coupure sur les deux traces est appliquée le rapport signal sur bruit de fond passe de $2,4 \pm 0,15$ à $3,5 \pm 0,19$ et la signification reste stable avec $43,3 \pm 0,29$ pour un seul muon et $41,8 \pm 0,22$ pour les deux muons. Cependant une baisse d'environ 20 % du nombre de J/ψ extrait est observée. Cette coupure sur les deux traces n'apporte donc pas de bénéfice suffisant par rapport à la coupure sur au moins une seule trace en terme de rapport signal sur bruit et de signification, par rapport à la perte de statistique.

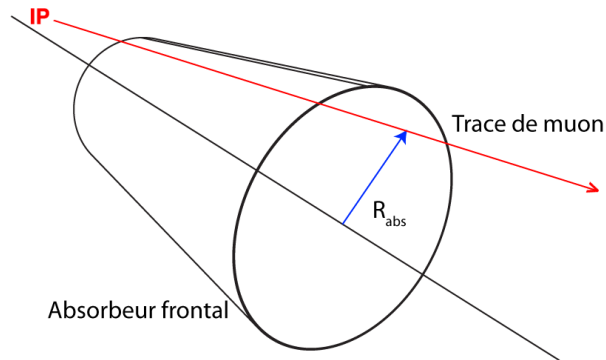
L'incertitude introduite par le système de déclenchement est estimée à l'aide de deux échantillons de données contenant le même nombre de J/ψ corrigés. Le premier échantillon requiert seulement qu'une trace de muon sur les deux corresponde à une trace dans le système de déclenchement alors que le second échantillon requiert la correspondance des deux muons. Cette incertitude a été évaluée à 4 %.

Rayon de l'absorbeur, R_{abs}

C'est une coupure sur la coordonnée radiale de la trace en sortie de l'absorbeur frontal (Fig. 6.2) destinée à rejeter les muons émis à petits angles et qui partent dans le blindage du tube faisceau. La valeur de R_{abs} doit être supérieure à 17,5 cm pour que la trace soit conservée. Cette coupure est appliquée aux deux traces ce qui entraîne un rejet d'environ 9% du nombre de paires de muons.

Acceptance du spectromètre

La coupure en acceptance est destinée à rejeter les traces de muons qui sont au bord de l'acceptance. La rapidité du muon doit remplir la condition

FIGURE 6.2 – Représentation schématique du R_{abs} .

suivante : $2,5 < y < 4$. L'effet de cette coupure est faible, environ 1% des paires de muons sont rejetées.

Le tableau 6.3 récapitule les coupures et leurs effets. Après ces coupures

Coupures	Paires de muons rejetées (%)
SPD	0,5
Correspondance de trace Tracking/Trigger	1 trace : 24 2 traces : 44
R_{abs}	9
$2,5 < y < 4$	~ 1

TABLE 6.3 – Coupures appliquées sur les paires de muons et leurs effets sur le nombre de paires rejetées.

il reste $4 \cdot 10^5$ paires de muons de signes opposés pour l'analyse.

6.3.3 Extraction du nombre de J/ψ

Le nombre de J/ψ ($N_{J/\psi}$) est extrait dans l'intervalle de masse invariante compris entre $2 < m_{\mu\mu} < 5 \text{ GeV}/c^2$. Par une combinaison de fonctions pour le signal (entre 2,8 et 3,4 GeV/c^2) et le bruit de fond. Plusieurs fonctions ont été testées pour extraire ce nombre. Elle sont présentées ci-dessous.

Fonction Gaussienne

Une distribution gaussienne reproduit très bien le partie centrale du signal mais n'est pas capable de prendre en compte la partie du signal due à la perte d'énergie des muons. Cette distribution n'a pas été retenue.

Convolution entre une gaussienne et une Landau inversée

Une convolution entre une distribution gaussienne et une distribution de Landau inversée donne d'assez bons résultats. La distribution de Landau inversée reproduisant très bien la partie du signal due aux pertes par fluctuations non gaussiennes. Cependant cette convolution est assez difficile à utiliser du fait d'un grand nombre de paramètres dont les valeurs initiales doivent être choisies avec soin sous peine de voir la convolution ne pas fonctionner. Cette complexité fait que cette distribution n'a pas été retenue.

La fonction Crystal-Ball

Cette fonction a été introduite pour l'étude du charmonium [2]. Elle se compose d'une partie centrale gaussienne et d'une queue de distribution suivant une loi de puissance pour prendre en compte la perte d'énergie des muons. La formule est donnée ci-dessous.

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{pour } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha. \end{cases} \quad (6.1)$$

Où

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right). \quad (6.2)$$

et

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|. \quad (6.3)$$

Avec N un paramètre de normalisation, α , n et \bar{x} les paramètres d'ajustement de la fonction. α définit la limite de la partie gaussienne tandis que le paramètre n influence la forme globale de la distribution. Plus n est grand, plus la distribution se rapproche d'une gaussienne.

La fonction NA50/NA60

Elle a été introduite dans l'expérience NA50 et réutilisée dans NA60. C'est une distribution gaussienne avec un sigma variable qui utilise 12 paramètres.

[3].

$$\sigma_{J/\psi}(M) = \begin{cases} \sigma_1 + b_1(c_1M_0 - M)^{d_1 - g_1\sqrt{c_1M_0 - M}} & \text{si } M \leq c_1M_0 \\ \sigma_1 & \text{si } c_1M_0 < M \leq M_0 \\ \sigma_2 & \text{si } M_0 \leq M < c_2M_0 \\ \sigma_2 + b_2(c_2M_0 - M)^{d_2 - g_2\sqrt{c_2M_0 - M}} & \text{si } M \geq c_2M_0 \end{cases} \quad (6.4)$$

La principale différence avec la Crystal-Ball se situe au niveau de la queue de la distribution. Cependant la statistique contenue dans cette région est faible par rapport à la statistique totale. Le choix définitif s'est porté sur la Crystal-Ball qui est plus utilisée notamment par les autres expériences du LHC que la fonction NA50/NA60 qui n'a été utilisée que par NA50/NA60. Elle comporte également moins de paramètres que la fonction NA60 ou la convolution Gauss-Landau.

6.3.4 Bruit de fond

Afin d'ajuster correctement le bruit de fond il est nécessaire d'en connaître les différentes origines. Le bruit de fond peut être séparé en 2 parties avant et après le pic du J/ψ . La première partie, avant le pic du J/ψ , contient principalement les muons provenant des désintégrations des pions et des kaons ainsi qu'une contribution du charme ouvert. Après le pic en masse du J/ψ , le bruit de fond provient du charme et en grande partie de la beauté ce qui explique la rupture de pente du bruit de fond observée après le pic du J/ψ . Ceci nous permet d'expliquer le choix d'une somme de fonctions exponentielles pour ajuster le bruit de fond. Chaque partie du bruit de fond est bien décrite par une loi exponentielle s'appliquant avant le pic du J/ψ et une seconde loi du même type pour la partie située après le pic du signal.

La figure 6.3 montre le résultat d'un ajustement avec la fonction Crystal-Ball plus la somme des deux exponentielles pour la période comportant LHC10e qui comporte la grande statistique. Le valeur χ^2/NDF de 1,26 montre que cette combinaison permet d'obtenir un ajustement de bonne qualité. La valeur obtenue pour la masse du J/ψ est de $3,123 \pm 0,004 \text{ GeV}/c^2$, ce qui fait une différence de 0,9 % avec le PDG. La largeur du pic est $84 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$ ce qui indique une contribution supplémentaire de 46 MeV aux 70 MeV prévus. En ce qui concerne le $\psi(2S)$, il est visible avec une coupure supplémentaire en impulsion transverse pour diminuer le bruit de fond dans cette région (Fig. 6.4). Il est également ajusté avec une Crystal-Ball.

L'utilisation des fonctions Crystal-Ball et NA60 permet d'extraire l'erreur

systématique liée à l'extraction du signal. De plus une autre méthode d'extraction du bruit de fond basée sur une distribution gaussienne dont le paramètre σ augmente avec la masse a été testée. L'erreur systématique sur l'extraction du signal qui en résulte est de 7,5%. C'est cette valeur qui a été retenue dans l'article d'ALICE : Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [4].

Dans toutes les périodes, le p_T atteint est de 8 GeV/c. Pour l'analyse à 2D, le nombre de J/ψ de chaque bin en (p_T, y) est extrait avec la combinaison Crystal-Ball plus une somme d'exponentielles. Le résultat de cette opération pour la période LHC10e est présenté sur la figure 6.6.

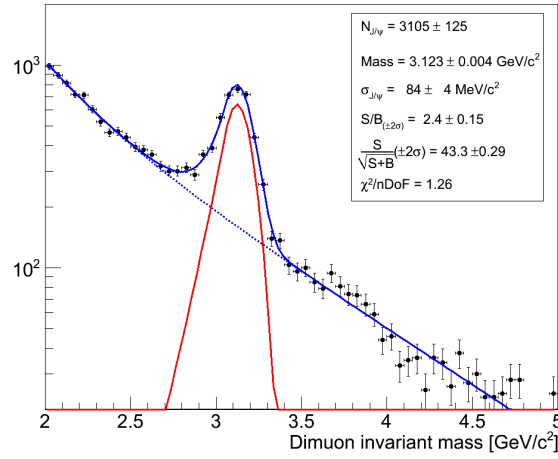


FIGURE 6.3 – Distribution en masse invariante pour les muons de signes opposés pour la période comprenant le plus de statistique (LHC10e) avec 3105 ± 125 J/ψ avec $p_T < 8$ GeV/c.

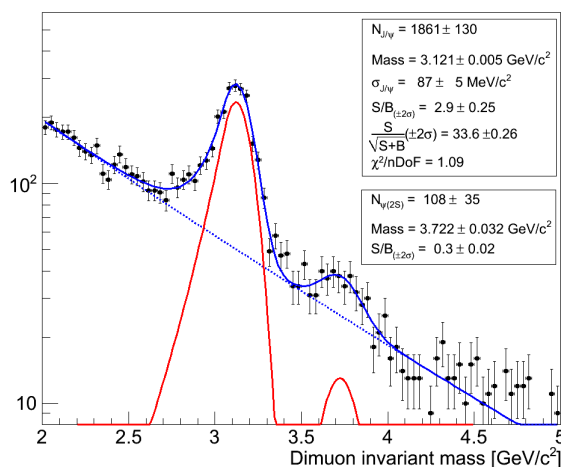


FIGURE 6.4 – Distribution en masse invariante pour les muons de signes opposés avec une coupure en impulsion transverse $2 \text{ GeV}/c < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ afin de faire apparaître le ψ' . Le σ du ψ' est fixé à la même valeur que celle du J/ψ .

6.4 Correction acceptance \times efficacité

La validation du processus de correction a été exposée en détails dans le chapitre 4. Une simulation Monte-Carlo est réalisée en prenant compte de l'état du détecteur pour chaque période. La figure 6.7 montre la comparaison entre les données générées par le Monte-Carlo et les données réelles pour l'impulsion transverse et la rapidité pour la période LHC10e. La figure de gauche montre une différence entre les simulations et les données réelles en fonction de l'impulsion transverse, le p_T moyen est plus bas dans le cas des données physique ($\langle p_T \rangle = 2,2$) que pour le Monte-Carlo ($\langle p_T \rangle = 2,5$). La correction peut être quand même appliquée car nous avons montré au chapitre 5 que l'incertitude de la correction liée à la distribution en p_T utilisée est de l'ordre de 1%. Les autres périodes analysées ont montré des résultats similaires.

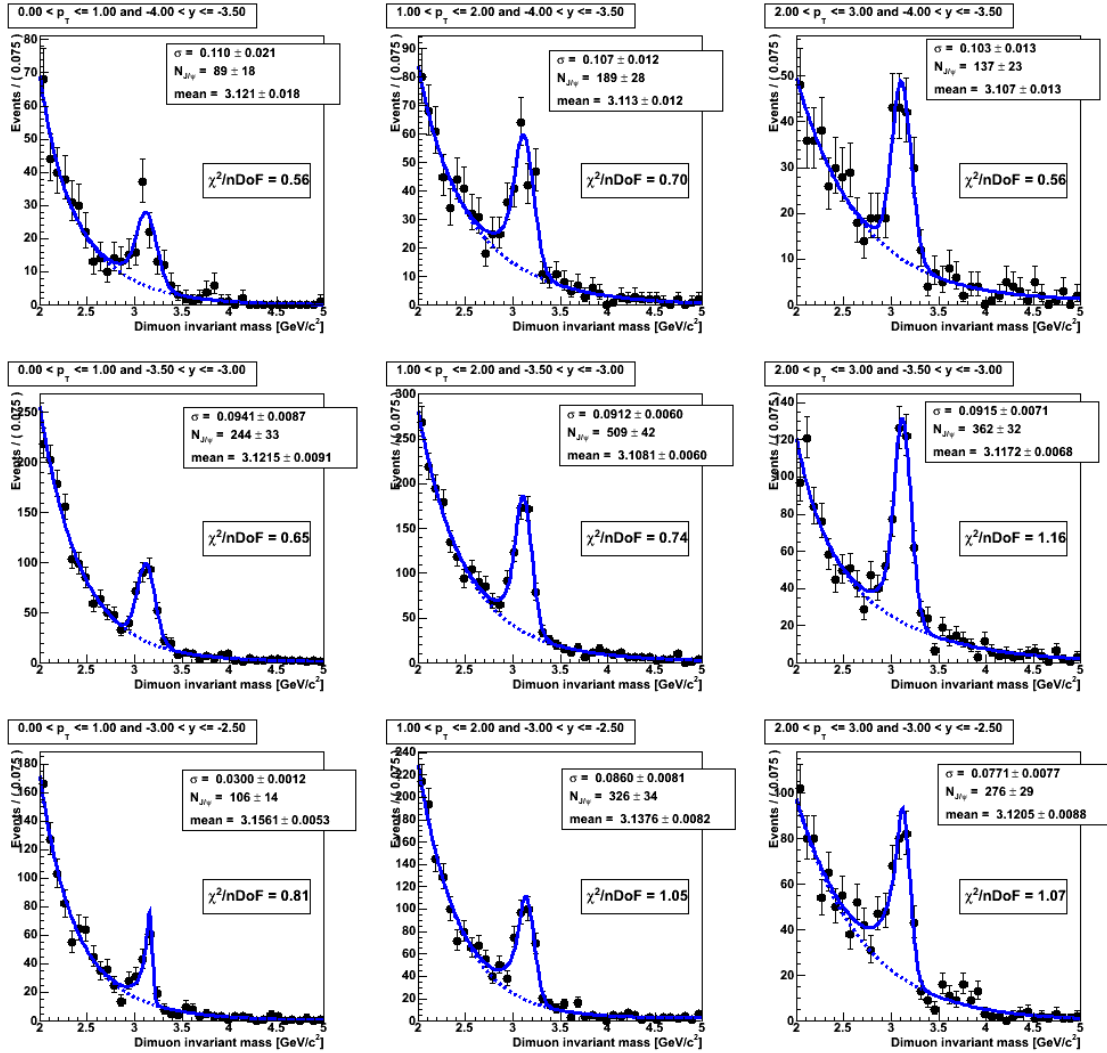


FIGURE 6.5 – Extraction du nombre de J/ψ pour $-4 < y < -2,5$ et $0 < p_T < 3$ GeV/c pour la période LHC10e. Les spectres en masse invariante sont ajustés avec une distribution Crystal-Ball pour le signal et une somme de deux fonctions exponentielles pour le bruit de fond.

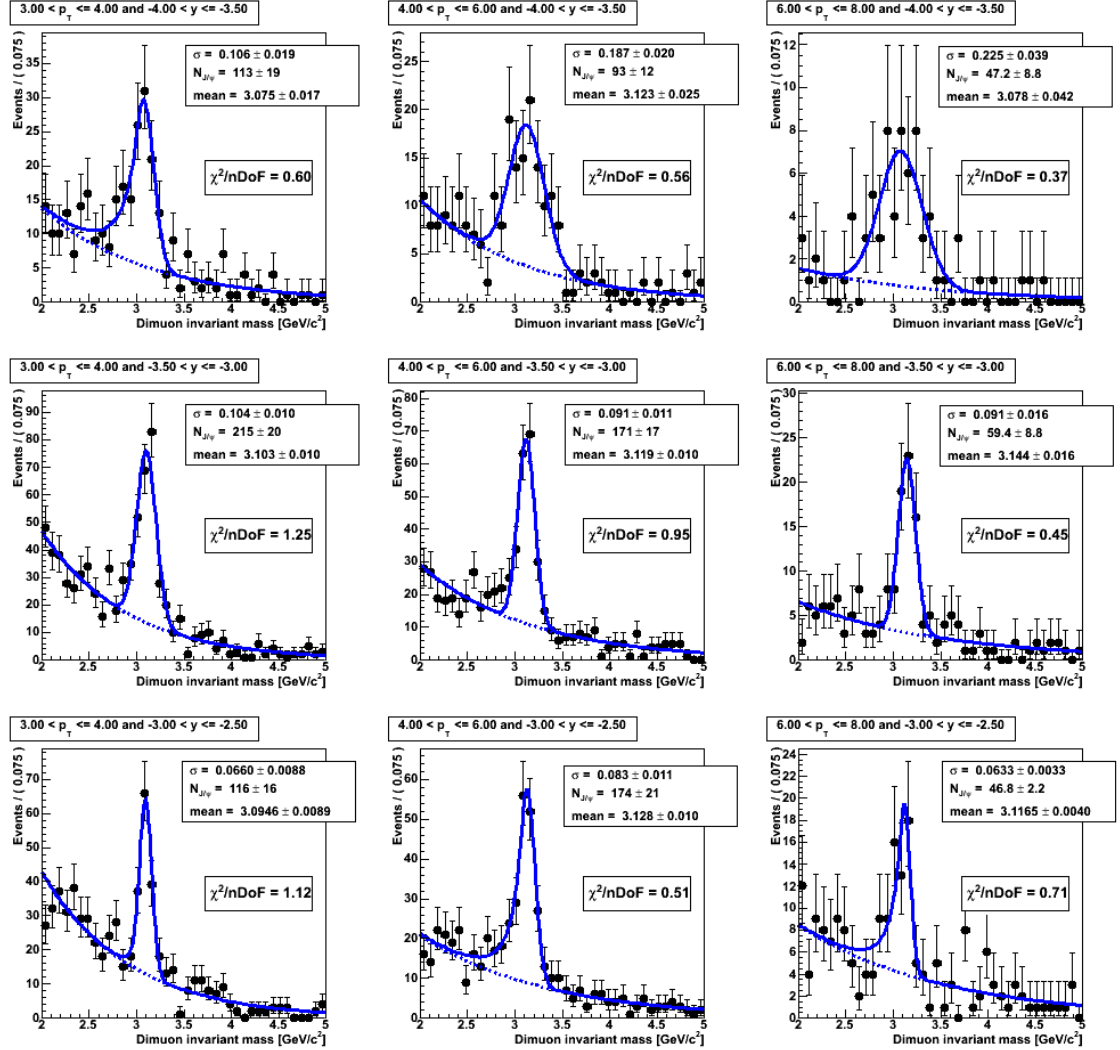


FIGURE 6.6 – Extraction du nombre de J/ψ pour $-4 < y < -2,5$ et $3 < p_T < 8$ GeV/c pour la période LHC10e. Les spectres en masse invariante sont ajustés avec une distribution Crystal-Ball pour le signal et une somme de deux fonctions exponentielles pour le bruit de fond.

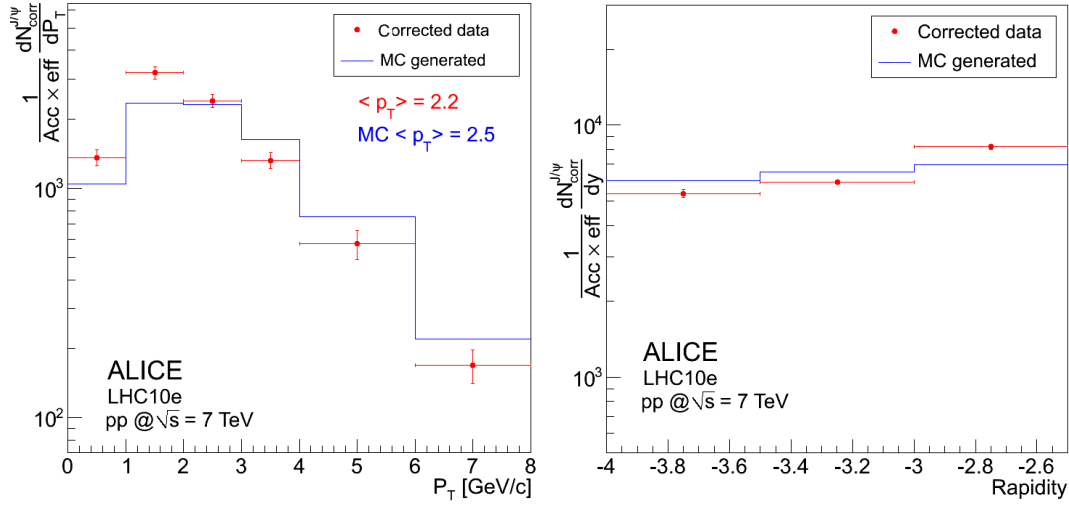


FIGURE 6.7 – Distributions en p_T et rapidité pour les simulations Monte-Carlo et les données réelles correspondant à la période LHC10e

6.5 Normalisation

6.5.1 Principe

La section efficace du J/ψ dans le canal dimuon est calculée à partir du nombre de J/ψ corrigés :

$$N_{J/\psi}^{corr} = N_{J/\psi} / (Acc \times \varepsilon) \quad (6.5)$$

normalisé soit par la luminosité soit par la section efficace d'un processus de référence. La relation utilisée est la suivante :

$$\sigma(2,5 < y < 4) = \frac{N_{J/\psi}^{corr}}{BR(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)} \times \frac{1}{\int L(t)dt} \quad (6.6)$$

Où $BR(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ vaut $5,94 \pm 0,06$ % [5]. Cependant les J/ψ sont mesurés avec le trigger μ -MB qui est un sous ensemble du trigger MB. Il faut donc introduire un facteur correctif noté R permettant de prendre en compte le rapport d'occurrence d'un processus de référence entre les événements μ -MB et MB. La luminosité intégrée devient alors :

$$\int L(t)dt = \frac{N^{INT1} \times f^\mu}{\sigma_{INT1}} \times R \quad (6.7)$$

Où N^{INT1} est le nombre d'événements INT1, σ_{INT1} la section efficace estimée avec la méthode de van der Meer [6, 7], f^μ le facteur de correction d'empilement qui obéit à une loi de Poisson de la forme :

$$f^\mu = \frac{\mu(t)}{1 - \exp^{-\mu t}} \quad (6.8)$$

Où μ désigne la moyenne de la loi de Poisson [8]. La section efficace σ_{INT1} (Tab. 6.4) est obtenue à partir de la section efficace $\sigma_{VZEROAND}$, mesurée pendant un balayage de van der Meer, et correspondant à la coïncidence entre VZEROA et VZEROC. Le facteur relatif $\sigma_{VZEROAND}/\sigma_{INT1}$ est obtenu à partir de la fraction d'événements MB pour lesquels la condition VZEROAND est remplie. Les différentes valeurs de sections efficaces sont reportées dans la table 6.4. L'erreur sur la mesure de la luminosité absolue est dominée par les 7 % d'incertitude systématique sur la détermination du $\sigma_{VZEROAND}$, due à l'incertitude sur l'intensité du faisceau durant le balayage de van der Meer. Ce à quoi il faut ajouter 4% de différence par rapport à la luminosité déterminée à l'aide de σ_{INT1} . La somme quadratique de ces deux composantes donne une incertitude totale sur la luminosité de 8%. Le facteur

trigger	Section efficace (mb)
VZEROAND	$\sigma_{VZEROAND} = 54,2 \pm 0,3$ (stat.) $\pm 3,8$ (syst.)
INT1B	$\sigma_{INT1B} = 62,3 \pm 0,3$ (stat.) $\pm 4,4$ (syst.)
MUS5	$\sigma_{MUS5} = 0,79 \pm 0,03$ (stat.) $\pm 0,04$ (syst.)

TABLE 6.4 – Valeurs de sections efficaces obtenues pour les différents processus de référence. La valeur de σ_{MUS5} est préliminaire. Il faut ajouter une erreur systématique supplémentaire de 8% à toute les valeurs due à l'incertitude sur la luminosité

R peut être calculé par différentes méthodes décrites ci-après, CTP Scalers et Single Muon Reference ratio.

6.5.2 CTP scalers

La méthode des CTP scalers consiste à compter le nombre de fois où les triggers correspondant à chaque classe d'événement, INT1B ou MUS1 sont déclenchés. Il y a 6 compteurs par classe : 2 compteurs notés b et a si le trigger est compté avant un veto (b : before any vetoes) ou après (a : after any vetoes) et 3 niveaux de triggers (L0, L1, L2). Pour les runs protons de 2010, la sélection du trigger par le CTP (Central Trigger Processor) intervient

au niveau L0, deux compteurs sont alors à prendre en compte : L0b et L0a. Le facteur R est ensuite donnée par la relation :

$$R = \frac{\int N_{L0a}^{MUS1} dt}{\int N_{L0b}^{MUS1} dt} \cdot \frac{\int N_{L0b}^{INT1B} dt}{\int N_{L0a}^{INT1B} dt} \quad (6.9)$$

Où :

- $\int N_{L0b}^{MUS1} dt$ et $\int N_{L0a}^{MUS1} dt$ sont les nombres d'occurrences du trigger MUS1 enregistrés avant et après veto.
- $\int N_{L0b}^{INT1B} dt$ et $\int N_{L0a}^{INT1B} dt$ sont les nombres de trigger INT1B enregistrés avant et après veto.

6.5.3 Single Muon Reference ratio (SMR)

Dans cette méthode, les traces de muons simples sont sélectionnées en demandant une correspondance entre la trace reconstruite par le système de trajectographie et celle du trigger. De plus la trace doit avoir un p_T supérieur à 1 GeV/c, au moins une tracklet dans le SPD et la coupure sur le $R_{abs} > 17,5$ cm est également appliquée. En faisant le lien entre le nombre de traces SMR comptabilisées par les triggers INT1B et MUS1B, le facteur R peut être exprimé par la formule :

$$R = \frac{N_{SMR}^{MUS1}}{N_{SMR}^{INT1B}} \quad (6.10)$$

La comparaison des valeurs de luminosités intégrées obtenues avec les méthodes SMR et CTP scalars permet de calculer l'incertitude systématique sur le facteur R. Cette valeur est de 3 % [8].

6.5.4 Calcul de luminosité avec la classe de trigger MUS5

Ce calcul de luminosité présente l'avantage d'utiliser la même classe de trigger que celle dans laquelle sont mesurés les J/ψ , il n'y a donc pas de facteur de rapport d'occurrence entre triggers à appliquer comme dans les méthodes précédentes. De plus le taux d'empilement est faible pour ce trigger. La valeur préliminaire de σ_{MUS5} est donnée par la méthode de van der Meer. N^{MUS5} est le nombre d'événements de type MUS5, f^μ est le facteur d'empilement et $\Delta\varepsilon$ désigne la variation de l'efficacité de trigger pour la détection des muons simples entre le balayage de van der Meer et la prise de données. La luminosité intégrée est alors donnée par la formule suivante :

$$\int L(t) dt = \frac{N^{MUS5} \times f^\mu}{\Delta\varepsilon_{triggering} \cdot \sigma_{MUS5}} \quad (6.11)$$

La seule limitation de cette méthode est que l'efficacité de détection des muons simples peut varier au cours du temps, ce qui oblige à faire des séparations en plusieurs périodes durant lesquelles l'efficacité de détection est à peu près constante. C'est cette méthode préliminaire qui a été utilisée pour les périodes LHC10d1 et LHC10e.

6.6 Résultats sur la section efficace du J/ψ

Les valeurs de section efficace présentées sont pour la production inclusive de J/ψ non polarisés. Le spectromètre ne peut pas à l'heure actuelle séparer les J/ψ provenant de la désintégration des mésons B. La statistique dans le canal dimuon est suffisante pour faire une étude différentielle selon les variables p_T et y .

6.6.1 Erreur systématique due au système de trajectographie

L'incertitude due au système de trajectographie possède deux composantes. Tout d'abord, une première différence de 1% est observée entre les données réelles et les simulations Monte-Carlo. Cette erreur est estimée en calculant l'efficacité pour chaque chambre à l'aide de la redondance permise par l'utilisation de deux chambres par station. Les valeurs obtenues sont comprises entre 91,8% et 99,8 % ce qui donne une efficacité de tracking de $98,8 \pm 0,8$ %. Le même calcul est ensuite effectué à l'aide de simulations qui donne une valeur $99,8^{+0,2}_{-0,8}$, soit 1% de différence. La seconde composante provient des zones mortes corrélées qui n'est pas estimable par la méthode utilisée précédemment. Même si chaque station possède deux chambres afin d'assurer une redondance dans la mesure, il est possible qu'une même région de chaque station ne fonctionne pas. Ceci a pour conséquence une diminution de l'efficacité de tracking. Ces régions inactives sont intégrées aux simulations. L'effet de ces zones mortes corrélées a été évalué à 2%. Combinée à l'erreur liée à la différence entre données et Monte-Carlo de 1%, l'incertitude totale pour le système de trajectographie est de 3%.

6.6.2 Polarisation

Selon le degré de polarisation du J/ψ , l'acceptance est plus ou moins modifiée comme expliqué au chapitre 5. Les incertitudes obtenues par les différentes simulations sont pour le repère de Collin-Sopper -15% dans le cas

Variable	Incertitude (%)
Extraction du signal	7,5
Correction Acc $\times \varepsilon$	1
Trigger	4
Trajectographie	3
Facteur R	3
$BR(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	1
Luminosité	8
Polarisation	+31 ($\lambda = -1$), -15 ($\lambda = 1$)

TABLE 6.5 – Incertitudes systématiques

où la polarisation est totalement transverse ($\lambda_{CS} = +1$) et +31% dans le cas longitudinale ($\lambda_{CS} = -1$). Pour le repère d'hélicité les valeurs sont +22% ($\lambda_{HE} = -1$) et -10% ($\lambda_{HE} = 1$). Parmi ces valeurs, les plus grandes sont conservées.

6.6.3 Présentation des résultats

L'ensemble des erreurs systématiques est de 12,5%, hors mis l'incertitude sur la luminosité, elle est dominée par l'incertitude de 7,5% sur l'extraction du signal. L'incertitude due à la polarisation est donnée à part car il ne s'agit pas d'une incertitude au même titre que la luminosité ou l'extraction du signal. Elle est simplement due au fait que la polarisation n'a pas encore été mesurée. Le tableau 6.5 récapitule les incertitudes systématiques des différentes variables qui interviennent dans le calcul de la section efficace du J/ψ . Sur toutes les périodes analysées, la section efficace du J/ψ en collisions p+p pour une énergie dans le centre de masse 7 TeV est $\sigma_{J/\psi}(2,5 < y < 4) = 6,24 \pm 0,30$ (stat.) $\pm 0,77$ (syst.) - 0,93 ($\lambda_{CS} = 1$) + 1,93 ($\lambda_{CS} = -1$) μb . Un bon accord est observé avec la section efficace donnée dans [4]. La valeur de section efficace inclusive de J/ψ pour chaque période avec les erreurs associées est présentée dans le tableau 6.6. Le tableau 6.7 donne les valeurs de sections efficaces différentielles pour la période LHC10e ($L_{int} = 28,5 \text{ nb}^{-1}$ par la méthode MUS5) en p_T et rapidité. Pour ce tableau, afin de pouvoir comparer avec les données des autres expériences, l'incertitude systématique sur la luminosité est comptabilisée à part.

6.6.4 Comparaison 1D et 2D

Les figures 6.8 et 6.9 présentent la comparaison entre les données issues de la période LHC10e et les données issues des autres périodes. La période LHC10e a été corrigée à l'aide de la méthode à deux dimensions étudiée dans

Période	$N_{J\psi}$	$\sigma \pm (\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$ (μb)	$\text{Acc} \times \varepsilon$	L_{int} (nb^{-1})	Méthode
LHC10c1	330 ± 27	$6,90 \pm 0,56 \pm 0,86$	0,349	2,31	SMR
LHC10d1	894 ± 59	$6,19 \pm 0,40 \pm 0,77$	0,324	7,5	MUS5
LHC10d2b	768 ± 48	$6,20 \pm 0,38 \pm 0,77$	0,321	6,5	SMR
LHC10e (préliminaire)	3349 ± 120	$6,21 \pm 0,22 \pm 0,77$	0,318	28,5	MUS5

TABLE 6.6 – Valeurs de sections efficaces inclusives du J/ψ obtenues pour les différents périodes pour $2,5 < y < 4$.

p_T (GeV/c)	$d\sigma_{J/\psi}/dp_T$ (μb)	Erreur stat. \pm syst. \pm luminosité
[0 ; 1]	0,84	$0,07 \pm 0,09 \pm 0,072$
[1 ; 2]	1,94	$0,17 \pm 0,2 \pm 0,13$
[2 ; 3]	1,47	$0,08 \pm 0,14 \pm 0,11$
[3 ; 4]	0,81	$0,03 \pm 0,078 \pm 0,062$
[4 ; 6]	0,34	$0,02 \pm 0,035 \pm 0,028$
[6 ; 8]	0,09	$0,01 \pm 0,02 \pm 0,0072$
y	σ (μb)	stat. \pm syst. \pm luminosité
[4 ; 3,5]	1,56	$0,10 \pm 0,14 \pm 0,11$
[3,5 ; 3]	1,98	$0,08 \pm 0,19 \pm 0,17$
[3 ; 2,5]	2,41	$0,11 \pm 0,23 \pm 0,18$

TABLE 6.7 – Sections efficaces différentielles en p_T et y du J/ψ pour la période LHC10e pour $p_T < 8$ GeV/c et $2,5 < y < 4$

cette thèse et également avec la méthode à une dimension tandis que les données provenant des autres périodes publiées dans [4] l'ont été uniquement avec une méthode à 1 dimension. Les valeurs moyennes d'acceptance \times efficacité pour les deux méthodes sont données dans le tableau 6.8 pour les quatre périodes de l'année 2010. Un bon accord est observé entre les différentes méthodes de correction sur le même échantillon et entre des données provenant de périodes différentes. Cet accord est très important car il montre la robustesse des résultats qui ont été obtenus avec deux méthodes d'analyses différentes et deux échantillons de données différents.

p_T (GeV/c)	$\langle A \times \epsilon \rangle$	
	1D	2D
LHC10c1	0,350	$0,349 \pm 0,003$
LHC10d1	0,326	$0,324 \pm 0,002$
LHC10d2b	0,324	$0,321 \pm 0,002$
LHC10e	0,319	$0,318 \pm 0,001$

TABLE 6.8 – Valeurs moyennes des corrections d'acceptance et d'efficacité en utilisant la méthode à 1D et à 2D pour différentes périodes de prises de données.

6.6.5 Comparaison avec les autres expériences du LHC

La figure 6.10 montre une comparaison entre les sections efficaces différentielles $d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ issues de la période LHC10e et celles provenant de CMS[9], LHCb[10] et ATLAS[11]. Les barres d'erreurs représentent la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques, hors luminosité. Les boîtes d'erreur représentent l'incertitude sur la luminosité qui est de 11% pour CMS, 10% pour LHCb et 3,4 % pour ATLAS. En ce qui concerne ATLAS et CMS, les mesures effectuées par ALICE sont complémentaires du fait de la possibilité d'aller jusqu'à $p_T = 0$. Il faut noter que les domaines cinématiques sont différents pour chaque expérience. Les mesures faites par CMS couvrent un domaine en rapidité $|y| < 1,2$ pour un $p_T > 6,5$ GeV/c. Les résultats d'ATLAS sont dans une rapidité $|y| < 0,75$ pour un $p_T > 7$ GeV/c. Pour LHCb, les résultats prompt et non-prompt ont été additionnés afin d'être comparés avec les résultats dimuon d'ALICE. De plus les résultats de LHCb ont été intégrés sur le même domaine en rapidité que celui du spectromètre à muon pour pouvoir faire la comparaison. Un bon accord dans les barres d'erreurs est observé entre les résultats de LHCb et ceux d'ALICE.

Les résultats en rapidité pour la période LHC10e comparés aux expériences LHCb et CMS sont présentés dans la figure 6.11. Dans le cas de

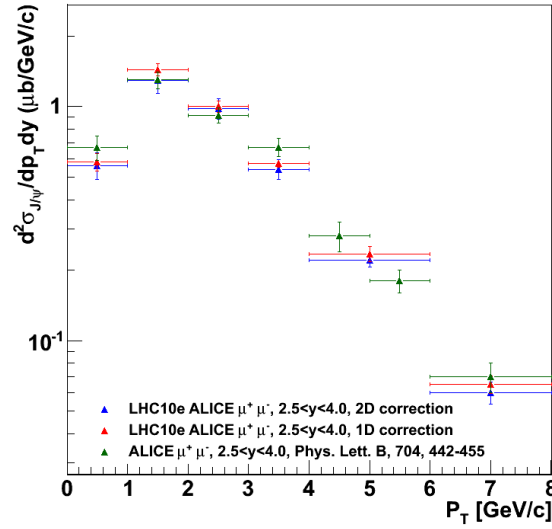


FIGURE 6.8 – Comparaisons entre les distributions en p_T corrigées à 2D et 1D issues de la période LHC10e et celles des autres périodes corrigées à 1D [4].

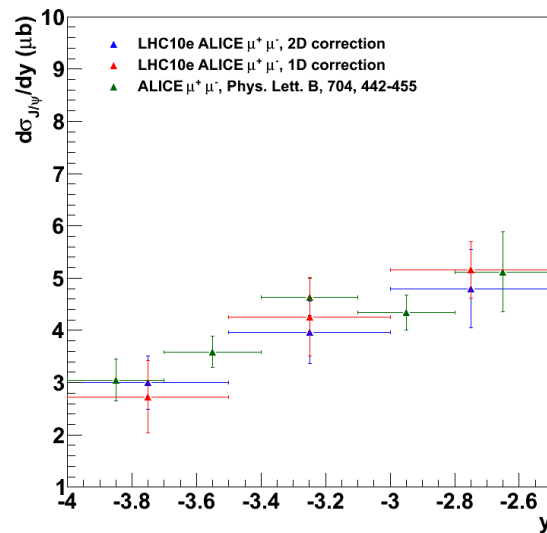


FIGURE 6.9 – Comparaisons entre les distributions en rapidité corrigées à 2D et 1D issues de la période LHC10e et celles des autres périodes corrigées à 1D [4].

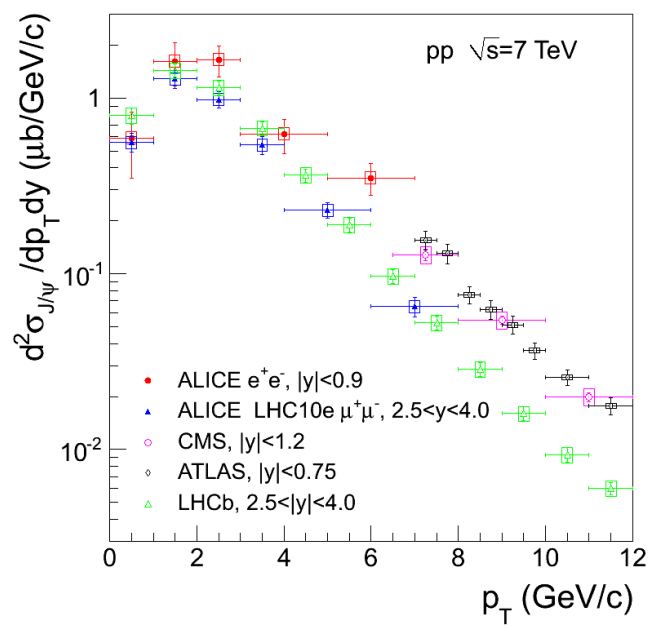


FIGURE 6.10 – $d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ pour les données d'ALICE à rapidité centrale et rapidité vers l'avant obtenus avec l'analyse de cette thèse comparées aux autres expériences du LHC.

CMS, la valeur obtenue pour $1,6 < |y| < 2,4$ provient de l'intégration des données $d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ publiées dans [9]. Les résultats d'ALICE montrent un bon accord avec ceux de LHCb et CMS sur la mesure de $d\sigma_{J/\psi}/dy$.

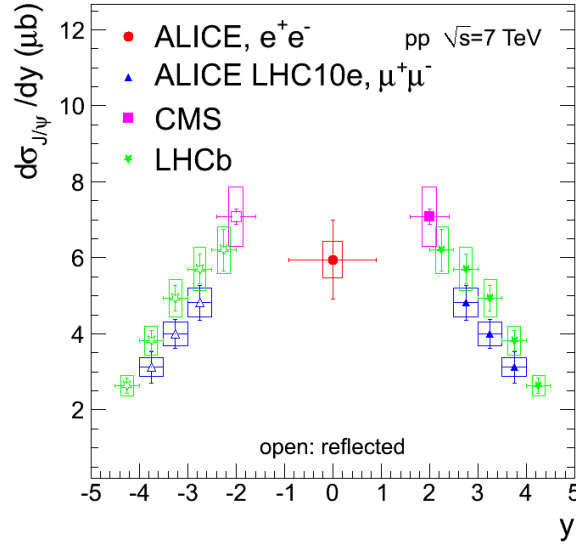


FIGURE 6.11 – $d\sigma_{J/\psi}/dy$ comparé avec les autres expériences du LHC. Les points d'ALICE à rapidité entre 2,5 et 4 sont obtenus avec l'analyse de cette thèse.

6.6.6 Comparaison avec les modèles

Les données obtenues sont ensuite comparées avec les modèles de production décrits dans le premier chapitre. La figure 6.12 présente une comparaison entre $d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ et les modèles Color Singlet et Color-Octet au Next to Leading Order. Cette somme de modèles reproduit assez bien la dépendance en p_T pour des valeurs supérieures à 3 GeV/c.

La figure 6.13 montre une comparaison entre la section efficace différentielle $d\sigma_{J/\psi}/dy$ et les prédictions du modèle Color-Singlet au Leading Order. L'accord entre les deux semble bon, cependant il faut noter la grande incertitude du modèle. Il faut préciser également que le Color-Singlet ne concerne que la production directe de J/ψ et que les données présentées ici regroupent les contributions directe et indirecte. Le nombre de J/ψ direct est de l'ordre de 50%, la contribution du χ_c et du ψ' est de l'ordre de 40%, enfin les 10% restant proviennent de la désintégration des mésons B.

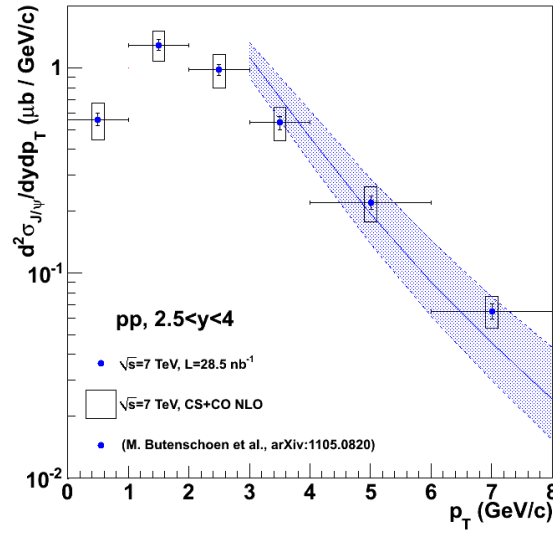


FIGURE 6.12 – $d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ de l'expérience ALICE avec les résultats obtenus dans cette thèse comparée au modèle du Color Octet

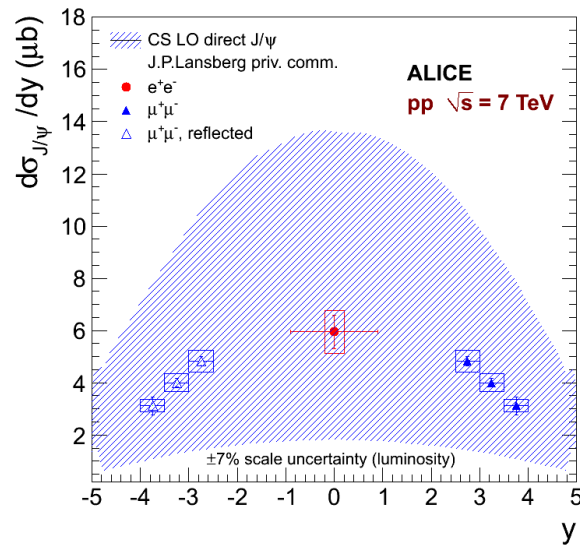


FIGURE 6.13 – $d\sigma_{J/\psi}/dy$ comparée avec le Color Singlet au LO.

6.7 Conclusion

Ce dernier chapitre présente une analyse sur les données obtenues en collisions proton+proton au cours de l'année 2010 en particulier sur la période LHC10e soit $28,5 \text{ nb}^{-1}$. Les données issues de cette période ont été corrigées avec la méthode à 2 dimensions et à 1 dimension. De plus, ces données corrigées ont été comparées aux données publiées dans [4]. Un bon accord est observé non seulement entre les différentes méthodes de corrections appliquées au même échantillon de donnée mais aussi entre des données issues de périodes différentes.

Après estimations des différentes incertitudes introduites par les différentes étapes de l'analyse, la section efficace inclusive du J/ψ a été calculée pour les périodes analysées. On constate que l'incertitude sur les sections efficaces est dominée par celle sur l'extraction du signal hors incertitude sur la luminosité. L'incertitude due à la polarisation est également élevée mais sera réduite quand la polarisation du J/ψ sera connue.

La comparaison entre les résultats du spectromètre à muons d'ALICE et de LHCb fait apparaître des résultats en bon accord entre ces expériences. Enfin, ils montrent également un bon accord entre les résultats et les prédictions faites par les modèles théoriques en p_T et en rapidité. La mesure de la polarisation sera un test crucial pour discriminer ces modèles.

Bibliographie

- [1] J.P. Lansberg. J/ψ , ψ' and Upsilon Production at Hadron Colliders : a review. *Int. J. Mod. Phys. A*, 21 :3857–3916, 2006.
- [2] J. E. Gaiser. *Appendix-F Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/ψ and ψ'* . PhD thesis, SLAC-R-255, 1982.
- [3] Ruben Shahoyan. *J/ψ and ψ' production in 450 GeV pA interactions and its dependence on the rapidity and X_f* . PhD thesis, Universidade Tecnica de Lisboa, 2001.
- [4] ALICE Collaboration. Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Lett. B*, 704 :442–455, 2011.
- [5] K. Nakamura et al. Particle Data Group. *J. Phys. G*, 075021, 37, 2010.
- [6] S van der Meer. Calibration of the effective beam height in the ISR. oai :cds.cern.ch :296752. Technical Report CERN-ISR-PO-68-31. ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, 1968.
- [7] K. Oyama et al. Analysis of the May 2010 van der Meer scan in ALICE (p. 39). *CERN-Proceedings-210 2011-001*.
- [8] J.D. Tapia Takaki, L. Aphecetche, R. Arnaldi, L. Bianchi, B. Boyer, M. Gagliardi, P. R. Petrov, E. Scomparin, and C. Suire. Luminosity determination for the J/ψ in $\mu\mu$ analysis in p+p interactions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2011. ALICE SCIENTIFIC NOTE-2011-001.
- [9] CMS Collaboration. Prompt and non-prompt J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 71(1575), 2011.
- [10] The LHCb Collaboration. Measurement of J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 71(1645), 2011.

- [11] ATLAS Collaboration. Measurement of the differential cross-sections of inclusive, prompt and non-prompt J/ψ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Nucl. Phys. B*, 850 :387–444, 2011.

Conclusion générale

Cette thèse a été effectuée dans le groupe ALICE à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO). Ce travail a porté sur l'analyse des J/ψ obtenus dans les premières collisions p+p à $\sqrt{s} = 7$ TeV et mesurés à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC.

Le travail de cette thèse peut se diviser en trois parties. La première partie a porté sur l'étude de l'extraction du signal du J/ψ . Plusieurs fonctions ont été testées afin de trouver le meilleur choix possible. Nous avons montré que la fonction Crystal-Ball convenait le mieux : elle comporte peu de paramètres par rapport à certaines autres possibilités et décrit correctement la forme du signal. De plus elle est utilisée par d'autres expériences notamment celles du LHC ce qui facilite les comparaisons. Une étude des incertitudes systématiques a été réalisée sur l'extraction du J/ψ . Elle conduit à une incertitude de 7,5 %. Cette valeur a été utilisée dans l'article d'ALICE : Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. La seconde partie de cette thèse qui représente la majeure partie du travail, est l'étude des corrections d'acceptance et d'efficacité au sein d'un environnement dédié, le CORRection FrameWork. Ces corrections sont indispensables dans les analyses de physiques pour le calcul des sections efficaces. C'est une correction à deux dimensions (p_T, y) qui a été étudiée dans cette thèse. L'environnement de correction a tout d'abord été testé afin de s'assurer de sa fiabilité en procédant à des auto-corrrections. Ensuite les incertitudes systématiques liées à la correction ont été évaluées pour l'impulsion transverse et la rapidité. Ces estimations ont été faites en utilisant différentes distributions afin de quantifier leur influence sur la correction. Les résultats montrent que dans le cas de l'impulsion transverse, l'incertitude systématique liée à la correction est de l'ordre de 1% tandis qu'elle est négligeable pour la rapidité. Ces résultats montrent l'indépendance du processus de corrections vis à vis des distributions employées. Enfin, les valeurs de corrections d'acceptance et d'efficacité obtenues dans cette étude ont été comparées avec celles obtenues via une méthode à une dimension. Un bon accord est observé entre les deux méthodes de corrections.

La dernière partie de cette thèse est consacrée à l'extraction de la section efficace du J/ψ à 7 TeV. L'analyse faite dans cette partie porte sur les différentes périodes de l'année 2010. L'analyse se focalise sur la période de prise de données qui s'est déroulée du 28/07/2010 au 30/08/2010 soit une luminosité intégrée de $28,5 \text{ nb}^{-1}$. Cette période, de par sa statistique élevée, est adaptée pour appliquer la correction à 2 dimensions et n'a pas fait l'objet de publication. La section efficace inclusive moyenne pondérée sur les périodes est $\sigma_{J/\psi}(2,5 < y < 4) = 6,24 \pm 0,30 \text{ (stat.)} \pm 0,77 \text{ (syst.)} - 0,93 (\lambda_{CS} = 1) + 1,93 (\lambda_{CS} = -1) \mu\text{b}$. Un accord satisfaisant est observé avec la valeur publiée dans *Phys. Lett. B* 704 ,p 442-455. Tout d'abord, un résultat très important est obtenu par une comparaison entre ces données corrigées à 2 dimensions ainsi qu'à 1 dimension et les données corrigées issues des autres périodes. Ce résultat montre un bon accord entre les différentes méthodes de corrections et les différents échantillons de données. Ensuite les données issues de cette période ont été comparées avec celles des autres expériences du LHC, en particulier LHCb qui couvre un domaine de rapidité similaire. Là encore, un bon accord aux erreurs près a été observé tant en impulsion transverse qu'en rapidité. Enfin une comparaison avec des modèles théoriques a été réalisée. En impulsion transverse, les données semblent en accord avec les prédictions Color Single + Color Octet au NLO. Cependant ce modèle n'est pas étendu en-dessous de 3 GeV/c. En rapidité, même si la comparaison est possible et semble en très bon accord, il faut noter la grande incertitude du modèle et le fait qu'il ne prenne en compte que les J/ψ prompts. Ces premiers résultats permettent déjà de contraindre ces modèles. D'autres observables notamment la polarisation du J/ψ , dont l'étude est en cours dans ALICE, permettront de discriminer ces différents modèles.

Une autre étude a été réalisée sur les données p+p à une énergie dans le centre de masse de 2,76 TeV en utilisant les mêmes méthodes présentées dans cette thèse. Ces données sont très importantes car elles servent de référence pour normaliser les résultats des collisions Pb+Pb à cette même énergie réalisées fin 2010. Ces résultats ont montré une suppression inférieure à celle observée au RHIC (arXiv :1108.3795v1) dans les collisions les plus centrales et qui ne semble pas dépendre de la centralité. Afin de comprendre les mécanismes sous-jacents de cette suppression du J/ψ , il est nécessaire, entre autre, d'étudier les effets nucléaires froids. C'est le but des collisions p+Pb qui seront réalisées fin 2012.

ANNEXE : Variables cinématiques

6.7.1 Variables cinématiques

Les variables cinématiques couramment utilisées dans le cadre des collisions de particules sont présentées ci-dessous.

La rapidité

Elle est liée au mouvement longitudinal de la particule et est définie par la formule suivante :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (6.12)$$

où p_z est l'impulsion de la particule suivant l'axe du faisceau et E son énergie totale. À grande impulsion on peut faire un développement limité de cette grandeur et on obtient :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \simeq \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (6.13)$$

qui définit la pseudo-rapacité (notée η) qui s'exprime uniquement en fonction de l'angle θ définie par la direction de la particule et l'axe du faisceau.

L'impulsion transverse

Notée p_T est donnée par la formule suivante est invariante par transformation de Lorentz :

$$p_T = |p \sin(\theta)| \quad (6.14)$$

À partir de l'impulsion transverse et de la masse de la particule, on peut définir la masse transverse notée m_T telle que :

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} \quad (6.15)$$

Table des figures

1.1	Évolution des constantes de couplages en fonction de l'énergie. Lorsque l'énergie augmente, les constantes de couplages de l'interaction forte (α_3) et faible (α_2) diminuent tandis que la constante de couplage de l'interaction électromagnétique (α_1) augmente. À gauche les extrapolations effectuées à partir de mesures du LEP ne convergent pas à haute énergie. À droite elles convergent en incluant les modèles super-symétriques. . .	10
1.2	Évolution de la constante de couplage α_s en fonction de l'échelle d'énergie. Les courbes représentent les valeurs prédites par la théorie.	12
1.3	Comparaisons entre les différents types d'écrantages. En QED la seule contribution provient des fluctuations fermioniques tandis qu'en QCD il faut ajouter un terme d'anti-écrantage dû aux fluctuations gluoniques.	13
1.4	Évolution de la densité d'énergie en fonction du rapport T/T_c pour plusieurs compositions de PQG : 2 quarks légers (rouge), 3 quarks légers (bleu), 2 quarks légers et un quark lourd (vert). Les flèches correspondent à la loi de Stefan-Boltzmann qui suppose que le milieu est un gaz parfait.	15
1.5	Ordre de la transition de phase en fonction de la masse des quarks légers ($m_u = m_d$) et celle du quark étrange (m_s) [7]. . .	15
1.6	Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et de la densité baryonique nette.	16
1.7	Évolution du rapport p/T^4 (gauche) et du terme d'interaction (droite) en fonction du rapport T/T_c	17
1.8	Représentation schématique d'une collision d'ions lourds. . . .	19
1.9	Distributions en rapidité de la densité nette de protons mesurées à l'AGS (Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 5$ GeV), au SPS (Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV et au RHIC (Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV)[12].	21

1.10	Évolution spatio-temporelle d'une collision de deux noyaux lourds dans le référentiel du cône de lumière selon le scénario de Bjorken-Shuryak.	22
1.11	Géométrie de la collision et définition du plan de réaction. Les gradients de pression, représentés par les différentes flèches, sont plus importants dans le plan de réaction.	24
1.12	Représentation du plan de réaction et du plan d'événement.	24
1.13	Corrélation azimutale entre paires de particules mesurées dans la région $0 < \Delta\phi < \pi$ entre une particule déclencheuse (pic à $\Delta\phi = 0$) avec $2 < p_T < 3$ GeV/c et une particule associée avec $1 < p_T < 2$ GeV/c (structure en double pic dit "away-side") pour la classe en centralité 0-1% (collisions les plus centrales) dans l'expérience ALICE au LHC. La ligne rouge montre la somme des coefficients de Fourier v_2 , v_3 , v_4 et v_5 (pointillés) [19].	25
1.14	Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour différents canaux dans les collisions Au-Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mesuré par l'expérience PHENIX au RHIC.	27
1.15	Facteur de modification nucléaire en fonction de l'impulsion transverse pour différents canaux dans les collisions Pb-Pb centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV mesuré par l'expérience ALICE.	27
1.16	Corrélation azimutale des hadrons de haut p_T mesurée par l'expérience STAR au RHIC dans différents systèmes : p-p (ligne continue), centrales d-Au (ronds) et Au-Au centrales (étoiles) [23].	28
1.17	Mécanismes de production de quarks lourds aux différents ordres pour le modèle CSM. Gauche : LO $gg \rightarrow J/\psi g$. Milieu : NLO $gg \rightarrow J/\psi gg$. Droite : NNLO* (NNLO incomplet) $gg \rightarrow J/\psi ggg$	30
1.18	Comparaison entre les données de RHIC et les prédictions du CSM [26].	31
1.19	Production d'un J/ψ via le modèle octet de couleur.	32
1.20	Comparaison des spectres en impulsion transverse des J/ψ observés au Tevatron avec les spectres prédits par les modèles CSM et le COM.	32
1.21	Suppression du J/ψ normalisé par le Drell-Yan ¹ . La production de J/ψ diminue à mesure que la longueur de matière nucléaire traversée augmente [33].	33
1.22	Rapport $R_g^A(x, Q^2)$ des gluons dans un noyau de plomb en fonction du x de Bjorken pour différentes paramétrisations [34].	35

1.23	Suppression des résonances de la famille du J/ψ (Tab. 1.4) en fonction de la densité d'énergie.	36
1.24	Suppression du J/ψ pour des collisions In-In (cercles) et Pb-Pb (triangles) en fonction du nombre de participants dans l'expérience NA60 [33].	37
1.25	Suppression du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants mesurée à rapidité centrale et vers l'avant par l'expérience PHENIX (haut). Le rapport entre la suppression vers l'avant et centrale présenté dans le bas de la figure[40].	38
1.26	Distributions en masse invariante en dimuon pour les collisions proton+proton (gauche) et Pb+Pb (droite). Dans le cas des collisions Pb+Pb, la ligne continue est obtenue par un ajustement aux données Pb+Pb et la ligne en pointillé provient de l'ajustement pour les données p+p à la même énergie[39].	39
1.27	Facteur de modification nucléaire de l'état $\Upsilon(1S)$ en fonction du nombre de participants dans les collisions Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV [39].	39
2.1	Complexe d'accélération du CERN.	47
2.2	Production et accélération des ions Pb	48
3.1	Le détecteur ALICE.	54
3.2	Superposition des différents domaines de détection en impulsion des détecteurs d'ALICE pour différents types de particules. Trait plein : séparation à 3σ , en pointillé, à 2σ [1].	55
3.3	Couvertures en rapidité des différents détecteurs d'ALICE.	56
3.4	Les différents composants du système de trajectographie interne.	58
3.5	Identification des pions, kaons et protons dans l'ITS par la mesure de la perte d'énergie dE/dx et de l'impulsion. Les lignes correspondent à une paramétrisation de la réponse du détecteur basée sur la formule de Bethe-Bloch.	58
3.6	Identification des différentes particules par la mesure de l'énergie déposée dans la TPC. Les lignes correspondent à la paramétrisation d'ALEPH de la courbe de Bethe-Bloch.	59
3.7	Géométrie de la TPC. On distingue au centre le plan de haute tension.	60
3.8	Principe de fonctionnement du TRD.	61
3.9	Identification des pions et des électrons avec le TRD.	61
3.10	Identification des pions et électrons avec la TPC seule puis en combinant TPC et TRD. Les pions sont clairement séparés des électrons.	61

3.11	Identification de différentes particules par le TOF.	62
3.12	Coupe transverse du détecteur HMPID.	63
3.13	Identification des mésons π^0 (gauche) et η (droite) par le PHOS	64
3.14	Position du PMD dans le détecteur ALICE.	65
3.15	Position des différentes parties du FMD dans le détecteur ALICE.	66
3.16	Gauche : T0Left , droite : T0Right.	67
3.17	Représentation schématique d'un élément de détection du V0A (gauche) et V0C (droite).	67
3.18	Principe de la chaîne d'acquisition.	69
3.19	Schéma des différentes étapes de la simulation et de la recons- truction au cours d'une simulation.	70
4.1	Schéma du spectromètre à muons.	76
4.2	Schéma de l'absorbeur frontal.	77
4.3	Simulations des masses invariantes de l' Υ , Υ' et Υ'' en fonction de la résolution en masse.	78
4.4	Dépendance de la résolution en masse du Υ en fonction de la résolution spatiale des chambres de trajectographie [2]. La résolution attendue à $100 \mu\text{m}$ est de 90 MeV.	79
4.5	Spectre en masse invariante de paires de muons de signes op- posés. Les coupures suivantes sont appliquées : au moins une mini-trace dans le SPD, 2 muons détectés à la fois par le sys- tème de trajectographie et le système de déclenchement et 2° $< R_{abs} < 9^\circ$. Ces coupures sont définies dans le chapitre 6. . .	79
4.6	Dépendance de la résolution en masse du Υ en fonction de l'épaisseur en % de X_0 des chambres de trajectographie [2]. . .	80
4.7	Station 1 (type quadrant) du système de trajectographie. On peut voir au premier plan l'absorbeur à petits angles autour du tube faisceau.	81
4.8	Latte des stations 3, 4 et 5 du système de trajectographie. . .	81
4.9	Effet de l'alignement des chambres de trajectographie sur la résolution en masse du J/ψ	83
4.10	Principe d'une chambre proportionnelle à fils.	83
4.11	Structure d'une chambre de la station 1.	84
4.12	Segmentation des cathodes d'un quadrant de la station 1. . . .	86
4.13	Carte MANU	88
4.14	Schéma de la chaîne de lecture des chambres de trajectogra- phie (demi-chambre).	90
4.15	Distribution de charges sur un plan de cathode et ajustement fait à partir de la fonction Mathieson-Gatti.	92

4.16	Chronologie de l'électronique du trigger dimuon. La génération du signal prend 650 ns à quoi il faut rajouter environ 100 ns pour la propagation jusqu'au CTP.	93
4.17	Schéma d'une RPC simple gap.	94
4.18	Principe du système de déclenchement du spectromètre à muons.	95
5.1	Les différents objets issus des containers et leurs liens dans le CORRFW.	100
5.2	Représentation schématique des corrections d'acceptance et d'efficacité via le Correction FrameWork.	101
5.3	Distributions en impulsion transverse du J/ψ , d'après la paramétrisation CDF, obtenues pour différentes énergies dans le centre de masse : 4, 7 et 10 TeV. La courbe en rouge représente une distribution basée aussi sur CDF mais modifiée.	103
5.4	Rapport entre les J/ψ corrigés et générés en p_T (gauche) et en rapidité (droite).	104
5.5	Comparaisons des distributions auto-corrigées avec les distributions générées avec CDFpp7. Gauche : comparaison en p_T (haut) et rapport généré/corrigé (bas). Droite : comparaison en rapidité (haut) et rapport généré/corrigé (bas).	106
5.6	Comparaisons entre les différents spectres en impulsion transverse corrigés. Gauche, comparaison entre l'auto-correction et la correction issue du générateur plat. Droite, auto-correction et correction issue de la distribution XPTG. Les valeurs pour chaque bin peuvent être trouvées dans le tableau 5.6.	107
5.7	Comparaisons entre les différents spectres en rapidité corrigés. Gauche, comparaison entre l'auto-correction et la correction issue du générateur plat. Droite, auto-correction et correction issue de la distribution XPTG.	109
5.8	Spectres en rapidité du J/ψ pour les paramétrisations CTEQ5L, CTEQ6L, MRST01L et MRST98L.	110
5.9	Représentation schématique du repère d'Hélicité (gauche) et du repère de Collin-Sopper (droite).	110
5.10	Matrice $\text{Acc} \times \varepsilon$ projetée en fonction de l'impulsion transverse pour les 3 polarisations : transverse, nulle, longitudinale.	111
5.11	Matrice $\text{Acc} \times \varepsilon$ projetée en fonction de la rapidité pour les 3 polarisations : transverse, nulle, longitudinale.	111
6.1	Identification du type d'événement par les VZEROA et VZEROC en fonction de la différence de temps de vol.	118
6.2	Représentation schématique du R_{abs}	120

6.3	Distribution en masse invariante pour les muons de signes opposés pour la période comprenant le plus de statistique (LHC10e) avec $3105 \pm 125 J/\psi$ avec $p_T < 8$ GeV/c.	123
6.4	Distribution en masse invariante pour les muons de signes opposés avec une coupure en impulsion transverse 2 GeV/c $< p_T < 8$ GeV/c afin de faire apparaître le ψ' . Le σ du ψ' est fixé à la même valeur que celle du J/ψ	124
6.5	Extraction du nombre de J/ψ pour $-4 < y < -2,5$ et $0 < p_T < 3$ GeV/c pour la période LHC10e. Les spectres en masse invariante sont ajustés avec une distribution Crystal-Ball pour le signal et une somme de deux fonctions exponentielles pour le bruit de fond.	125
6.6	Extraction du nombre de J/ψ pour $-4 < y < -2,5$ et $3 < p_T < 8$ GeV/c pour la période LHC10e. Les spectres en masse invariante sont ajustés avec une distribution Crystal-Ball pour le signal et une somme de deux fonctions exponentielles pour le bruit de fond.	126
6.7	Distributions en p_T et rapidité pour les simulations Monte-Carlo et les données réelles correspondant à la période LHC10e	127
6.8	Comparaisons entre les distributions en p_T corrigées à 2D et 1D issues de la période LHC10e et celles des autres périodes corrigées à 1D [4].	134
6.9	Comparaisons entre les distributions en rapidité corrigées à 2D et 1D issues de la période LHC10e et celles des autres périodes corrigées à 1D [4].	134
6.10	$d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ pour les données d'ALICE à rapidité centrale et rapidité vers l'avant obtenus avec l'analyse de cette thèse comparées aux autres expériences du LHC.	135
6.11	$d\sigma_{J/\psi}/dy$ comparé avec les autres expériences du LHC. Les points d'ALICE à rapidité entre 2,5 et 4 sont obtenus avec l'analyse de cette thèse.	136
6.12	$d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ de l'expérience ALICE avec les résultats obtenus dans cette thèse comparée au modèle du Color Octet	137
6.13	$d\sigma_{J/\psi}/dy$ comparée avec le Color Singlet au LO.	137

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des constituants du Modèle Standard [1].	8
1.2	Caractéristiques des différentes interactions fondamentales et des bosons associés.	9
1.3	Caractéristiques des principaux accélérateurs d'ions lourds et caractéristiques estimées du PQG [9].	18
1.4	Caractéristiques des résonances de la famille du J/ψ et du Υ [36, 7].	36
2.1	Caractéristiques prévues des faisceaux de proton et de plomb au LHC.	46
3.1	Nombres de voies électroniques par couche de l'ITS.	57
4.1	Masses des différentes résonances de la famille des Υ	78
4.2	Caractéristiques des stations de trajectographie. Voir texte pour le détail.	82
5.1	Nombre de J/ψ générés et reconstruits pour le test avec le générateur plat.	104
5.2	Nombre de J/ψ générés et reconstruits pour le test avec le générateur CDF 7.	105
5.3	Nombre de J/ψ générés et corrigés par bin de p_T	105
5.4	Nombre de J/ψ générés et corrigés par bin de rapidité.	105
5.5	Différence relative de corrections par rapport à CDF7 pour les distributions plate (FG) et XPTG pour les différents bins de p_T	107
5.6	Nombre de J/ψ corrigés par bin de p_T pour les distributions CDFpp7, plate et XPTG.	108
5.7	Différence relative de corrections pour les distributions plate et XPTG pour les différents bins de rapidité.	108

6.1	Principaux triggers d'entrée et classes de triggers utilisés dans l'analyse.	116
6.2	Caractéristiques détaillées pour chaque période de prises de données avant application de coupures pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV réalisées en 2010.	117
6.3	Coupures appliquées sur les paires de muons et leurs effets sur le nombre de paires rejetées.	120
6.4	Valeurs de sections efficaces obtenues pour les différents processus de référence. La valeur de σ_{MUS5} est préliminaire. Il faut ajouter une erreur systématique supplémentaire de 8% à toute les valeurs due à l'incertitude sur la luminosité	128
6.5	Incertitudes systématiques	131
6.6	Valeurs de sections efficaces inclusives du J/ψ obtenues pour les différents périodes pour $2,5 < y < 4$	132
6.7	Sections efficaces différentielles en p_T et y du J/ψ pour la période LHC10e pour $p_T < 8$ GeV/c et $2,5 < y < 4$	132
6.8	Valeurs moyennes des corrections d'acceptance et d'efficacité en utilisant la méthode à 1D et à 2D pour différentes périodes de prises de données.	133