

Université PARIS-SUD
École Doctorale 517 - *Particules, Noyaux et Cosmos* -

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline: Physique Nucléaire

présentée par

Claudio GEUNA

pour obtenir le grade de Docteur en Sciences de l'Université Paris-Sud, Orsay

Sujet:

**Études de la production du $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans
les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 2.76$ and
7 TeV dans l'expérience ALICE auprès du LHC**

Soutenue publiquement le 12 Novembre 2012 devant le Jury composé de:

Achille STOCCHI	Président du Jury
Ginés MARTINEZ	Rapporteur
Frédéric FLEURET	Rapporteur
Jean-Philippe LANSBERG	Examineur
Alberto BALDISSERI	Directeur de Thèse
Hervé BOREL	Co-Directeur de Thèse

Synthèse

1.1 Introduction générale

Le plasma de quarks et de gluons (QGP) est un état de la matière nucléaire apparaissant à haute densité d'énergie [1]. En laboratoire, il est possible de reproduire de telles conditions, nécessaires à sa formation, grâce aux collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes. ALICE [2] (A Large Ion Collider Experiment) est l'expérience du LHC [3] dédiée à la mise en évidence du QGP dans les collisions Pb-Pb à une énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV par paire de nucléons.

Différentes signatures ont été proposées et étudiées expérimentalement comme manifestations du QGP. Parmi celles-ci, le méson J/ψ joue un rôle central. Il fait partie de la famille des quarkonia, états mésoniques ($Q\bar{Q}$) formées d'un quark lourd c ou b et de son anti-quark, liés par un potentiel d'interaction forte. En 1986, Matsui et Satz proposèrent la suppression des charmonia (états liés $c\bar{c}$) et notamment du J/ψ comme signature de la formation du plasma de quarks et de gluons [4]. Dans un milieu déconfiné, l'attraction entre quarks lourds et anti-quarks est réduite et donc le J/ψ va être dissocié par écrantage de la charge de couleur. Pour mettre en évidence la suppression des résonances il faut connaître leur taux de production dans le cas où on ne crée pas un QGP. Pour cela, il faut étudier en plus des collisions entre noyaux lourds (A-A), les collisions proton-proton (pp) et proton-noyaux (p-A) qui vont servir comme référence.

ALICE peut détecter le J/ψ à grande rapidité ($2.5 < y < 4$) via le canal de désintégration en deux muons. Cette thèse porte sur la mesure de la production du J/ψ , via le canal muonique, dans les collisions pp à une énergie dans le centre de masse de 2.76 et 7 TeV. Elle a exploité les données acquises en 2010 et 2011 auprès du collisionneur LHC.

Tenter d'appréhender le mécanisme de production du J/ψ (et plus généralement du quarkonium) dans les collisions pp est un préalable nécessaire avant d'aborder le degré de complexité suivant que constitue le cas des collisions noyau-noyau. Il est également un test important pour la Quantum Chromo Dynamics (QCD), la théorie de l'interaction forte, aux énergies très élevées du LHC.

1.2 Production du J/ψ dans les collisions hadroniques

La production du charmonium (états liés $c\bar{c}$), à partir de deux partons appartenant respectivement à chaque proton de la collision, peut être décomposée en deux étapes successives :

1. la création de la paire $c\bar{c}$ qui est un processus dur (haute énergie), calculable de manière perturbative dans le cadre de la QCD. L'échelle d'énergie Q^2 impliquée est au moins de l'ordre de

$(2m_c)^2$ où $m_c = 1.275 \pm 0.025$ GeV [5] désigne la masse du charme, autrement dit $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ ($\simeq 0.2$ GeV) ce qui a pour conséquence $\alpha_s(Q^2) \ll 1$;

2. l'hadronisation de la paire $c\bar{c}$ en un des états liés du spectre du charmonium. Cette dernière étape procède par émission d'un ou de plusieurs gluons peu énergétiques avec une évolution de façon totalement non-perturbative dans le cadre de la QCD ;

Le processus initial partonique (perturbatif), qui crée la paire $c\bar{c}$, se produit sur une échelle de temps très courte de l'ordre de $1/Q^2$ (ou de manière équivalente, on peut dire que c'est un processus impliquant des échelles de distance très petites). À l'opposé, le processus d'hadronisation (non-perturbative) aboutit à la formation d'un état lié au bout d'un temps bien plus long, de l'ordre de $1/\Lambda_{QCD}^2$. Les deux processus étant clairement disjoints dans le temps, il est raisonnable de supposer que le calcul de la section efficace partonique peut se décomposer en deux facteurs évalués séparément :

$$\hat{\sigma}(a+b \rightarrow \psi + X) = \hat{\sigma}_{pQCD}(a+b \rightarrow c\bar{c} + X) \times \hat{\sigma}_{npQCD}(c\bar{c} \rightarrow \psi). \quad (1)$$

Cette propriété peut être démontrée de façon formelle à travers le théorème de factorisation [6, 7, 8].

Enfin, la section efficace totale de production d'un état donné ψ du charmonium dans les collisions pp est simplement la somme des contributions partoniques qui aboutissent à la création dudit charmonium : chaque contribution, caractérisée par la section efficace partonique élémentaire, est convoluée par les fonctions de distribution partonique (ou PDF, Parton Distribution Function) des partons intervenant dans la réaction. Elles spécifient la probabilité de trouver un parton de type donné (quarks de valence, quarks de la mer et gluons) portant une fraction d'impulsion x donnée au sein du nucléon. Aux énergies atteintes auprès du LHC, l'intervalle en x exploré se déplace vers les petites valeurs de x où la probabilité de trouver un gluon est dominante. Le mécanisme de formation dominant d'une paire de quarks lourds est donc la fusion de gluons ($gg \rightarrow Q\bar{Q}$).

Plusieurs modèles expliquant le mécanisme de production ont été proposés depuis la découverte du J/ψ ¹ en 1974 [9, 10], notamment :

- le modèle de singlet de couleur ou CSM (Color Singlet Model). L'hypothèse fondatrice du CSM consiste à considérer que le processus d'hadronisation de la paire $c\bar{c}$ créée se produit sans que ni le spin S , ni le moment angulaire orbital L , ni la couleur ne subissent de modification. Par conséquent, la paire $c\bar{c}$ porte d'emblée les mêmes nombres quantiques que le charmonium, c.à-d. S , L et surtout la neutralité de la couleur. La paire $c\bar{c}$ est créée donc toujours dans un état singlet de couleur, d'où le nom attribué au modèle ;
- le modèle d'évaporation de couleur ou CEM (Color Evaporation Model). Le CEM ne se préoccupe pas de spécifier les nombres quantiques de la paire $c\bar{c}$ créée (S , L et la couleur). Celle-ci peut donc être indifféremment un singlet ou un octet de couleur, sans que le CEM ne précise la fraction de paires $c\bar{c}$ créées dans l'un ou l'autre état. Dans le cas d'un octet, le CEM postule que la paire neutralise sa couleur via une interaction avec le champ de couleur induit par la collision : le(s) gluon(s) échangé(s) emporte(nt) la couleur, d'où le nom donné au modèle. L'évolution non-perturbative qui permet à la paire $c\bar{c}$ de s'hadroniser vers un état charmonium

1. Rappelons que la production du J/ψ peut se vérifier par hadronisation directe d'un couple $c\bar{c}$ (production directe) ou par la désintégration (feed-down), via transitions radiatives, des états du charmonium de masse plus élevée ($\psi(2S)$ et χ_c). Le J/ψ produit de cette manière sont appelé prompt. Enfin, les désintégrations faibles de mésons avec un quark bottom (B) amènent à la formation de J/ψ non-prompt.

ψ (notamment, d'ajuster son spin et son moment angulaire sur celui du charmonium et d'évaporer la couleur), est caractérisé par la probabilité $f_{c\bar{c}\rightarrow\psi}$. Cette probabilité peut être interprétée comme la fraction de la section efficace totale de production de la paire $c\bar{c}$ en pp (par exemple) qui donne naissance à un ψ . $f_{c\bar{c}\rightarrow\psi}$, pas calculable, ne dépend que de l'état final considéré, ψ . Enfin, le CEM considère l'hypothèse suivante : la paire $c\bar{c}$ deviendra un état lié si sa masse invariante est $< (2m_D)^2$, le seuil de production d'une paire de mésons $D\bar{D}$;

- l'approche de la QCD non-relativiste ou NRQCD. Dans ce modèle, l'état physique du charmonium résulte d'une superposition de l'état de base et de multiples fluctuations. Chacun de ces états supplémentaires peut porter des nombres quantiques différents de celui du charmonium, qu'il s'agisse du spin, du moment angulaire ou de la couleur. Ainsi, des états qui sont octets de couleur peuvent contribuer à la fonction d'onde du charmonium. La NRQCD fournit des méthodes rigoureuses pour ordonner les termes de la série selon leur importance. Ceux-ci interviennent selon un double développement en puissance de α_s et de v^2 afin d'inclure de manière systématique les corrections relativistes. Une décomposition analogue peut être écrite pour la section efficace totale de production du charmonium;

La description théorique de la production du charmonium (et en général du quarkonium) présente encore certains points qui ne sont pas complètement résolus et compris. Plusieurs prédictions théoriques ont été développées afin de décrire d'une façon satisfaisante la section efficace de production de ces résonances, mais aucun de ces modèles n'a réussi à prévoir correctement le comportement de différentes observables (impulsion transverse, rapidité, polarisation, ...) en même temps.

1.3 L'expérience ALICE au LHC

L'expérience ALICE au LHC est l'expérience dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes et à l'analyse de toutes les observables physiques associées au QGP. La collaboration ALICE compte plus de 1000 scientifiques représentant 33 pays.

1.3.1 Le collisionneur LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est à ce jour le plus puissant accélérateur de hadrons du monde. Il se trouve au CERN installé dans un tunnel de 27 km de circonférence à une profondeur comprise entre 45 et 170 m, à cheval sur la frontière franco-suisse. C'est un collisionneur avec deux faisceaux (protons ou ions Pb) circulant en sens opposés avant de rentrer en collision aux différents points d'interaction où se trouvent les expériences du LHC (ALICE, ATLAS, CMS et LHCb). Afin de guider les faisceaux le long de l'anneau, le LHC utilise différents types d'aimants (dipolaires, quadripolaires, ...). Pour maintenir les particules sur une trajectoire quasi-circulaire, les aimants dipolaires doivent délivrer un champ magnétique de 8.4 Tesla ce qui implique l'utilisation d'aimants supraconducteurs. Les aimants dipolaires sont refroidis, à l'aide d'hélium liquide à une température proche du zéro absolu pour maintenir l'effet supraconducteur.

Le LHC est en fait le dernier maillon de la chaîne d'accélération du CERN. Pour ce qui concerne les protons, ils 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) et le PS (Proton Synchrotron) où leur énergie est augmentée jusqu'à 25 GeV. Les protons sont ensuite injectés dans le SPS (Super Proton Synchrotron) pour atteindre une énergie de 450 GeV. Enfin les faisceaux sont injectés dans le LHC.

2. Rappelons que v désigne la vitesse de chaque quark constituant dans le référentiel où le charmonium est au repos.

La machine LHC, en fonctionnement depuis novembre 2009, a délivré des collisions pp à $\sqrt{s} = 0.9, 2.76, 7$ et 8 TeV et collisions Pb- Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

1.3.2 Le détecteur d'ALICE

ALICE est l'expérience auprès du LHC dédiée à l'étude de la physique du plasma de quarks et des gluons dans les collisions Pb-Pb. Cependant, les collisions pp jouent un rôle très important dans le programme de physique d'ALICE. Pour remplir ce vaste cahier des charges, le détecteur ALICE doit être capable de détecter et d'identifier plusieurs particules (électrons, hadrons, muons, photons) avec précision dans une grande gamme d'impulsion transverse (de $100 \text{ MeV}/c$ à $100 \text{ GeV}/c$). Notamment, il doit être capable d'étudier simultanément les phénomènes à faible p_T et ceux des signatures rares. Le détecteur ALICE (Fig. 1) mesure 26 m de long pour une hauteur et une largeur de 16 m et il est composé d'un certain nombre de sous-détecteurs.

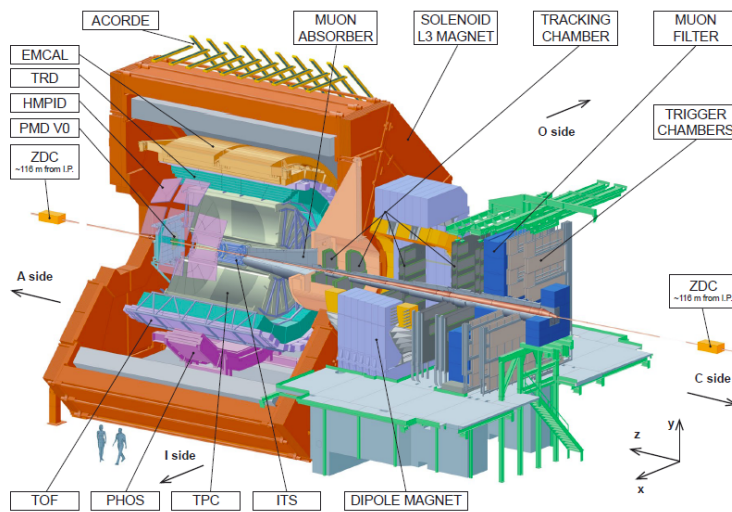


Figure 1 : Le détecteur ALICE.

Le dispositif expérimental d'ALICE est très complexe et peut être classé en 3 parties.

- **Les détecteurs centraux.** Le tonneau central couvre le domaine en pseudorapidité $|\eta| < 0.9$. Il se compose de détecteurs situés en couches concentriques autour du point d'interaction (IP). Ces détecteurs se trouvent dans un champ magnétique de 0.5 Tesla. L'intérêt du champ magnétique est de courber la trajectoire des particules chargées, permettant ainsi de calculer leur impulsion. Chaque détecteur a un rôle particulier, comme l'identification des particules ou la détermination de l'impulsion. En mettant leurs résultats en commun, ils améliorent ainsi la résolution et l'efficacité de la trajectographie. Parmi les détecteurs centraux, nous allons détailler plus en détail le seul système utilisé pour l'analyse présentée dans cette thèse.
- **ITS (Inner Tracking System).** C'est un détecteur à silicium, comprenant six couches situées à une distance radiale entre 4 et 44 cm du IP, couvrant un domaine de pseudorapidité $|\eta| < 1.4$. L'ITS est en fait le regroupement de trois détecteurs en silicium, utilisant trois technologies différentes. Les deux couches les plus proches du IP sont équipées avec des pixels (Silicon Pixel Detector, SPD) ; les deux couches centrales sont équipées avec des détecteurs à dérive (Silicon Drift Detector, SDD) ; enfin, les deux dernières couches sont équipées avec

des détecteurs à pistes (Silicon Strip Detector, SSD). Chaque partie est caractérisée par une résolution et une granularité différente : plus le détecteur est proche du IP, meilleures elles sont. L'ITS a plusieurs objectifs : la localisation du vertex primaire de la collision entre les particules du faisceau (pp ou Pb-Pb), et des vertex des désintégration secondaires pour détecter les mésons D (charme ouvert), B (beauté ouverte) et les hypérons étranges ; l'identification des particules d'impulsion transverse inférieure à $100 \text{ MeV}/c$; l'estimation de la multiplicité en particules chargées de la collision. Enfin, le SPD fait partie du système de déclenchement d'ALICE pour les événements minimum bias (MB).

- **Les détecteurs vers l'avant.** C'est un ensemble de détecteurs servant à obtenir des informations générales sur la collision, en particulier une estimation du nombre de particules produites, et dans le cas des collisions d'ions lourds, du paramètre d'impact, et donc de la centralité. Ces détecteurs sont généralement composés de deux parties situées de part et d'autre du IP, à des rapidités supérieures au domaine du tonneau central. Parmi les détecteurs vers l'avant, nous allons détailler plus en détail le système V0 et le spectromètre à muons utilisées pour l'analyse présentée dans cette thèse.
- **V0.** Le V0 est constitué de deux ensembles de scintillateurs V0A et V0C placés de part et d'autre du IP. Le domaine en pseudorapacité est $2.8 < y < 5.1$ pour le V0A et $-3.7 < y < -1.7$ pour le V0C. Ils possèdent plusieurs fonctions. La plus importante est la génération avec le SPD du signal de MB. Le V0 peut être également utilisé pour rejeter les événements résultants d'une collision faisceau-gaz. 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 par la méthode du balayage de van der Meer[11] ;
- **Spectromètre à muons** (voir Section 1.3.3).

1.3.3 Le spectromètre à muons

Le bras dimuon (Fig. 2), ou 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 and B) via leur décroissance dans le canal muonique.

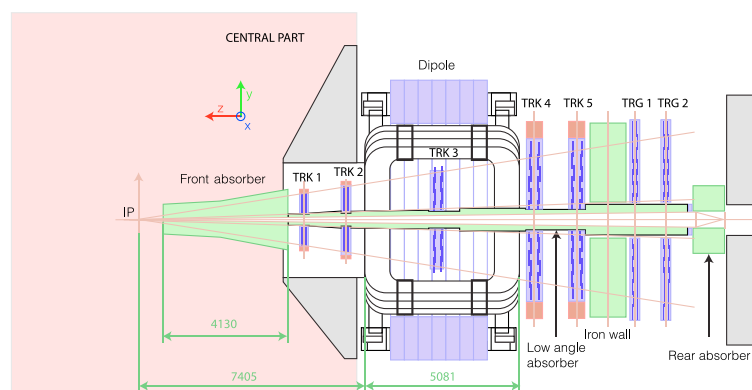


Figure 2 : Schéma de l'ensemble du spectromètre à muons.

Il couvre un domaine en pseudorapidité de $-4 < \eta < -2.5$, soit un domaine angulaire $171^\circ < \theta < 178^\circ$ (2π en azimut), et il permet de détecter les muons à partir d'une impulsion de l'ordre de $p > 3 - 4 \text{ GeV}/c$. Le spectromètre peut se décomposer en plusieurs éléments.

- **Les absorbeurs.** Entre 90 cm et 505 cm après le point d'interaction se situe un absorbeur ($\sim 10\lambda_{int}$, $\sim 60 X_0$). Son objectif principal 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. Sa composition interne a été conçue en fonction du type de particules à absorber. Il y a aussi un blindage qui 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.
- **Les chambres de trajectographie.** Après l'absorbeur se trouvent les chambres de trajectographie, situées entre 5.4 m et 14 m du point d'interaction. Le système de trajectographie doit répondre à plusieurs contraintes. Tout d'abord, il doit être capable de fonctionner en collisions Pb-Pb qui produisent un nombre important de particules chargées. La conception de ce système a été faite pour tenir un flux de particules après l'absorbeur frontal correspondant à une production $|dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}$ de ~ 8000 particules chargées pour une collision Pb-Pb centrale. 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 doit être minimisée par l'utilisation de matériaux adéquats. Les chambres proportionnelles à fils à cathode segmentées (Cathode Pad Chambers) remplissent ces critères. Le système de trajectographie se compose de cinq stations constituées de 2 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 quadrant tandis que les stations 3, 4 et 5 sont formées de panneaux rectangulaires appelés lattes (slat).
- **L'aimant dipolaire.** Au niveau de la troisième station (positionné à 9.9 m du IP) se trouve un aimant dipolaire chaud, générant un champ magnétique constant de 0.7 Tesla selon l'axe x . Ce champ magnétique va courber la trajectoire des muons et la direction et la valeur de la courbure de la particule permettent de déterminer sa charge et son impulsion respectivement.
- **Le filtre à muons.** Après les chambres de trajectographie se trouve le filtre à muons, un mur de fer de longueur de 1.2 m environ ($\sim 7.2 \lambda_{int}$). 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 frontal et le filtre à muons engendrent une coupure en impulsion de $\sim 4 \text{ GeV}/c$ ce qui permet de diminuer le bruit de fond.
- **Les chambres de déclenchement.** Enfin, les chambres de déclenchement sont la dernière partie du spectromètre à muons. Il s'agit de quatre chambres au total, regroupées en deux stations à 16 m et 17 m du point d'interaction. Ces chambres sont composées de 72 RPC (Resistive Plate Chamber). Une RPC est constituée de deux plaques de bakélite entre lesquelles circule un mélange gazeux. Afin de créer un champ électrique, on soumet à une haute tension des plans de graphite déposés sur les faces extérieures. Des bandes d'aluminium (strips) déposées sur les deux faces de la RPC recueillent les charges engendrées par le passage des particules ionisantes (e.g. muons). Ce détecteur sert de système de déclenchement pour des événements qualifiés de type muon (μ -MB). Ce type d'événement est déclenché lorsque les chambres de déclenchement reçoivent un signal en coïncidence avec un trigger MB. Les chambres de déclenchement peuvent également donner en direct une estimation de l'impulsion transverse des particules les traversant. Cette estimation est utilisée pour appliquer une coupure sur l'impulsion transverse

($p_T > 0.5$ GeV/c pour l'analyse présentée dans cette thèse). Grâce à la précision sur la position des impacts (résolution spatiale) de l'ordre du cm, il est possible de reconstruire une trace et vérifier si le prolongement de la trajectoire dans les chambres de trajectographie correspond à une trajectoire dans les chambres de déclenchement. Cette procédure est utilisée pour améliorer l'identification des muons.

1.4 Étude de la production inclusive du $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 2.76$ TeV

Nous présentons ci-après la mesure de la production inclusive³ du J/ψ dans les collisions pp à l'énergie $\sqrt{s} = 2.76$ TeV. Le J/ψ est détecté à rapidité avant ($2.5 < y < 4$) et $p_T > 0$ GeV/c via sa désintégration en dimuons ($\mu^+ \mu^-$). Ces résultats proviennent de la prise de données effectuée par ALICE en Mars 2011 : pendant 3 jours le LHC a délivré à ALICE une luminosité intégrée de environ 53 nb^{-1} .

Les données utilisées dans cette analyse sont issues d'événements sélectionnés par deux différents type de trigger : les événements minimum bias (MB) et événements muon (μ -MB). Le première trigger est le niveau de déclenchement le plus basique d'ALICE, et signifie simplement qu'une collision entre les particules du faisceau a probablement eu lieu. Il est défini comme un *OU* logique entre un hit dans le SPD et un signal dans l'une des deux parties du V0 (SPD *OU* V0A *OU* V0C). Le deuxième trigger, dédiée aux analyses effectuées dans le bras dimuon, est une combinaison (*AND* logique) entre le trigger MB et la détection, par le système de déclenchement du spectromètre, d'un muon de $p_T > 0.5$ GeV/c dans l'acceptance. Le nombre total des événements analysés, après avoir passé une étape de sélection visant à rejeter les runs de mauvaise qualité, est de 36 millions événements MB. En ce qui concerne les événements muon, le nombre analysé est de 9 millions.

1.4.1 Sélection de données

Les coupures appliquées aux données expérimentales peuvent se classer en trois catégories :

- **coups sur les événements.** Pour chaque événement, on demande qu'il provienne d'une collision protons-protons et non d'une interaction faisceau-gaz résiduel présent dans les tubes du faisceau. Pour faire cela on a appliqué une première sélection (sélection physique) qui exploite les mesures en fonction du temps effectué par le V0. Environ 1% (2%) des événements MB (μ -MB) sont rejeté par cette coupure. Une autre coupure consiste à demander au moins un vertex reconstruit dans le SPD. Cette coupure rejette environ le 4% de la statistique des événements μ -MB, qui sont les seuls événements utilisés pour l'extraction du nombre de J/ψ .
- **coups sur les traces muons.** C'est une coupure sur la coordonnée radiale de la trace en sortie de l'absorbeur frontal destinée à rejeter les muons émis à petits angles et qui passent dans le blindage du tube faisceau et sont donc soumises à une diffusion multiple importante. La coordonnée radiale de la trace R_{abs} , calculée à la fin de l'absorbeur frontal, doit être $17.6 < R_{abs} < 89.5$ cm ($2^\circ < \theta < 10^\circ$).

3. Vu l'absence d'un détecteur à grande rapidité pour la mesure des vertex secondaires (le SPD arrive au maximum jusqu'à $|\eta| < 1.98$), il n'est pas possible de séparer les composantes prompt de la production du J/ψ et la composante non-prompt dans l'acceptance du spectromètre à muons. Pour cette raison, toutes les mesures ont été effectuées sur la production inclusive du J/ψ .

- **coupures sur les dimuons.** La première coupure est au niveau du système de déclenchement : au moins une trace d'un des deux muons (signes opposés) détectés dans le système de trajectographie doit correspondre à une trace dans le système de déclenchement. Enfin, la coupure en acceptance est destinée à rejeter les traces de muons qui sont au bord de l'acceptance. La rapidité pour le dimuons doit remplir la condition suivante : $2.5 < y < 4$.

1.4.2 Extraction du nombre de J/ψ

L'extraction du nombre de J/ψ ($N_{J/\psi}$), après l'application de toutes les coupures indiquées ci-dessus, consiste à faire un ajustement du spectre en masse invariante des paires de muons. L'ajustement a été exécuté, dans l'intervalle de masse invariante compris entre $1.5 < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$, en utilisant la somme de deux fonctions différentes pour le signal et le bruit de fond.

- **Signal.** Pour la description du signal on a utilisé une fonction Crystal Ball (CB). Cette fonction a été introduite pour l'étude du charmonium[12]. 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 muons dans l'absorbeur ;
- **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 contient principalement les muons provenant des désintégrations des pions et des kaons. Après le pic, le bruit de fond provient du charme et de la beauté. Ce qui explique la rupture de pente du bruit de fond observée avant et après le pic du J/ψ . La fonction utilisée pour décrire le fond est donc la somme de deux fonctions exponentielles.

La Fig. 3 (a) montre le résultat de l'ajustement du spectre intégré en masse invariante avec la fonction CB plus la somme des deux exponentielles. Le valeur $\chi^2/n\text{DoF}$ de 1.42 montre que cette combinaison permet d'obtenir un ajustement de bonne qualité. La valeur obtenue pour la masse du J/ψ est de $3.131 \pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$. La largeur du pic est $81 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$. Pour la période analysée le nombre du J/ψ est $N_{J/\psi} = 1319 \pm 51$.

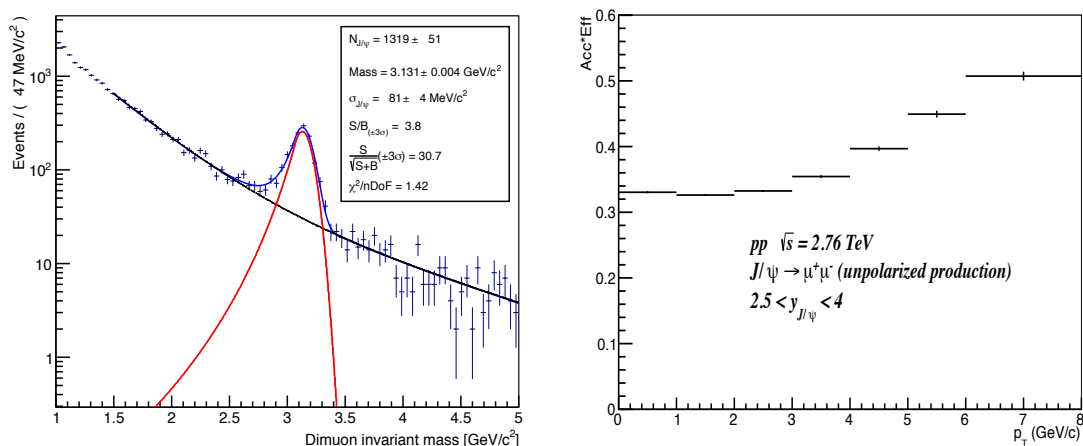
L'extraction du nombre de J/ψ a été fait aussi en fonction du p_T (7 bins) et de la rapidité y (6 bins).

1.4.3 Corrections d'acceptance et d'efficacité

Afin de pouvoir calculer les sections efficaces (total et en fonction du p_T et de la rapidité y), des corrections d'efficacité et d'acceptance sont nécessaires. Ces corrections correspondant 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. En plus, ces corrections sont liées à la conception du détecteur qui mesure les muons dans une région de rapidité compris entre $2.5 < y < 4$.

L'acceptance et l'efficacité du détecteur ont été obtenues à travers une simulation Monte Carlo réaliste d'environ 1 million d'événements J/ψ . Par réaliste on veut dire :

- la simulation Monte Carlo utilisent des distributions pour les variables cinématiques p_T et y correspondent à une paramétrisation de la production inclusive de J/ψ en collisions pp à l'énergie de $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ [13].



(a) Distribution en masse invariante pour le paires de muons de signes opposés dans la région cinématique $p_T > 0 \text{ GeV}/c$ et $2.5 < y < 4$.

(b) Correction d'acceptance et d'efficacité $A \times \epsilon$ en fonction de l'impulsion transverse (la polarisation du J/ψ est nulle).

Figure 3

- les conditions de fonctionnement des détecteurs ont été simulées d'une façon réaliste. De cette façon, l'efficacité des chambres de trigger, les canaux morts dans les stations de trajectographie et les conditions d'alignement du spectromètre correspondent à celles avec lesquelles les données ont été enregistrées.

A travers cette simulation il est possible d'extraire l'acceptance et l'efficacité du détecteur pour la région cinématique $p_T > 0 \text{ GeV}/c$ et $2.5 < y < 4$: l'analyse du résultat donne $A \times \epsilon = 34.6\%$. Les corrections varient en fonction de l'impulsion transverse e de la rapidité : la Fig. 3 (b) montre le résultat en fonction du p_T .

1.4.4 Normalisation

La section efficace total de production inclusive du J/ψ , dans la région $2.5 < y < 4$, est calculée à partir du nombre de J/ψ corrigés par acceptance et efficacité. $N_{J/\psi}^{corr}$ doit être successivement normalisé par la luminosité intégrée \mathcal{L}_{INT} correspondant aux données analysées. La relation utilisée est la suivante :

$$\sigma_{J/\psi}(2.5 < y < 4) = \frac{N_{J/\psi}^{corr}}{BR(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)} \cdot \frac{1}{\mathcal{L}_{INT}} \quad (2)$$

ou $BR(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ vaut $5.94 \pm 0.06 \%$. La valeur de la luminosité intégrée \mathcal{L}_{INT} est $\sim 19 \text{ nb}^{-1}$.

1.4.5 Sources d'erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sur la section efficace proviennent de nombreuses sources. L'ensemble des erreurs systématiques, hors mis l'incertitude sur la polarisation du J/ψ , est de 8.1%. Il est dominée par l'incertitude (4%) sur l'extraction du signal, les corrections d'efficacité et d'acceptance et l'efficacité de reconstruction. 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 1 récapitule les incertitudes systématiques des différentes variables qui interviennent dans le calcul de la section efficace du J/ψ .

Sources	(%)	
Extraction du signal	4	
Corrections $A \times \varepsilon$	4	
Efficacité Trigger	2	
Efficacité de reconstruction	4	
Facteur R	3	
Luminosité	1.9	
B.R.	1	
Total	8.1	
Polarisation	$\lambda = -1$	$\lambda = +1$
<i>Collins-Soper (CS)</i>	+32	-16
<i>Helicity (HE)</i>	+24	-12

Table 1 : Sources d'erreurs systématiques.

1.5 Résultats et comparaison aux modèles théorique

Pour la période analysée des collisions pp à l'énergie dans le centre de masse de 2.76 TeV, la section efficace total de production inclusive du J/ψ , dans la région $2.5 < y < 4$, est

$$\sigma_{J/\psi}(\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}) = 3.38 \pm 0.14(\text{stat.}) \pm 0.27(\text{syst.}) + 0.54(\lambda_{CS} = +1) - 1.08(\lambda_{CS} = -1) \mu b.$$

Cette thèse a également porté sur la mesure de la production du J/ψ dans les collisions pp à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. La section efficace total obtenu dans la région $2.5 < y < 4$ est

$$\sigma_{J/\psi}(\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}) = 6.38 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.78(\text{syst.}) + 0.96(\lambda_{CS} = +1) - 1.98(\lambda_{CS} = -1) \mu b.$$

Un bon accord est observé avec la section efficace donnée dans [14]. La valeur de la section efficace aux deux énergies a été également mesuré en fonction du p_T (7 bins) et de la rapidité y (6 bins). Les données obtenues ont été ensuite comparées avec les modèles théoriques décrits dans la Section 1.2. La Fig. 4 présente une comparaison entre $d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ et la prédiction théorique obtenu à partir du modèle NRQCD [15]. Cet modèle reproduit assez bien le deux dépendances en impulsion transverse pour des valeurs supérieures à 3 GeV/c. La Fig. 5 montre une comparaison entre la section efficace différentielle $d\sigma_{J/\psi}/dy$ et les prédictions du modèle Color Singlet au LO. L'accord

entre les données expérimentales et la théorie est bon, cependant il faut noter la grande incertitude du modèle. Il faut préciser que le CSM ne concerne que la production directe du J/ψ et que les résultats expérimentaux présentés ici (points noirs) concernent la production inclusive du J/ψ . Les points bleus ont été obtenus en appliquant une correction sur les points noirs qui élimine la contribution non-prompt et le feed-down. Les points bleus concernent que la production directe du J/ψ .

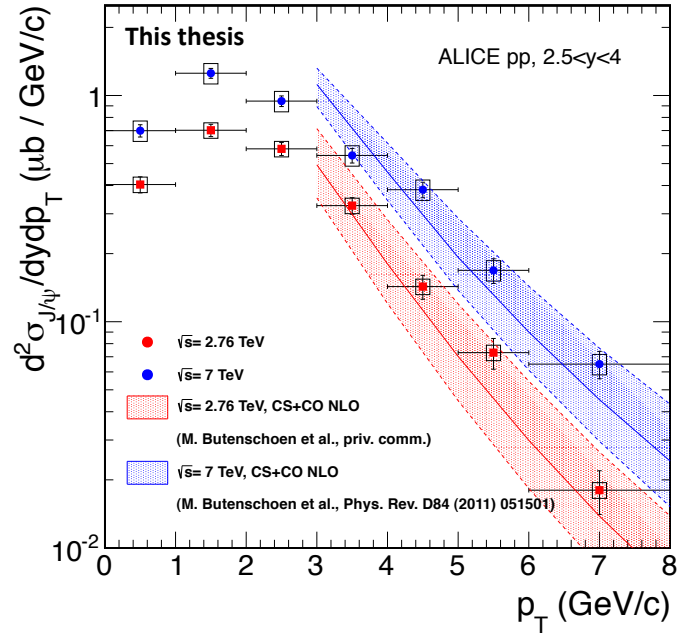


Figure 4 : $d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ mesuré dans cette thèse à l'énergie de 2.76 (points rouge) et 7 (points bleus) TeV comparée aux prédictions théoriques obtenues à partir du modèle NRQCD [15].

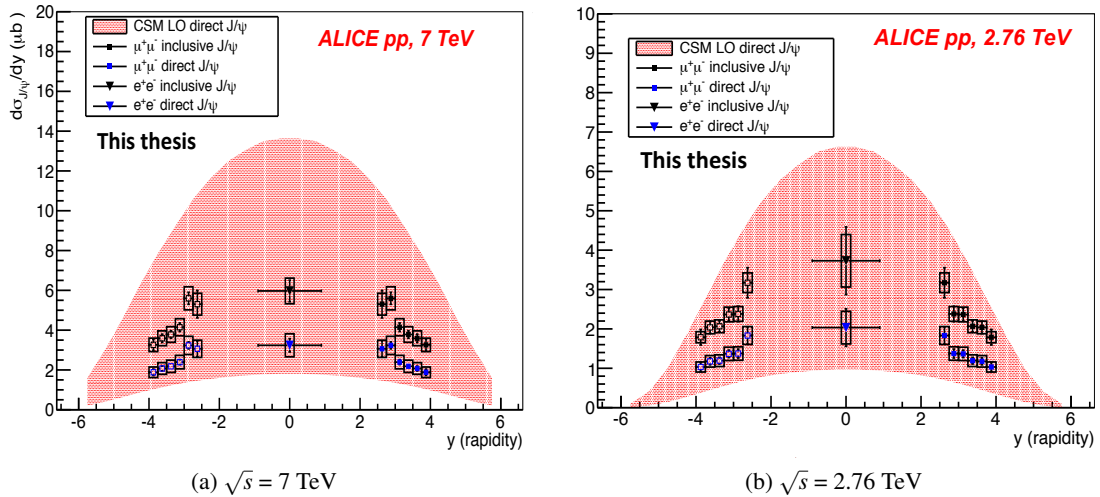


Figure 5 : $d\sigma_{J/\psi}/dy$ comparée avec les prédictions théoriques obtenues à partir du Color Singlet Model au LO.

Bibliographie

- [1] Helmut Satz. The States of Matter in QCD. *arXiv :0903.2778*, 2009.
- [2] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at CERN LHC. *JINST*, 3 :S08002, 2008.
- [3] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC machine. *JINST*, 3 :S08001, 2008.
- [4] T. Matsui and H. Satz. J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys.Lett.*, B178 :416, 1986.
- [5] J. Beringer et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Phys.Rev. D86*, 010001 2012.
- [6] Geoffrey T. Bodwin. Factorization of the Drell-Yan Cross-Section in Perturbation Theory. *Phys.Rev.*, D31 :2616, 1985.
- [7] John C. Collins, Davison E. Soper, and George F. Sterman. Factorization of Hard Processes in QCD. *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.*, 5 :1–91, 1988.
- [8] Jian-wei Qiu and George F. Sterman. Power corrections to hadronic scattering. 2. Factorization. *Nucl.Phys.*, B353 :137–164, 1991.
- [9] J. J. Aubert et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J . *Phys. Rev. Lett.*, 33 :1404–1406, Dec 1974.
- [10] J. -E. Augustin et al. Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33 :1406–1408, Dec 1974.
- [11] 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.
- [12] J. E. Gaiser. *Appendix F - Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/ψ and ψ'* . PhD thesis, SLAC-R-255, 1982.
- [13] F. Bossu et al. Phenomenological interpolation of the inclusive J/ψ cross section to proton-proton collisions at 2.76 TeV and 5.5 TeV. *arXiv :1103.2394*, 2011.
- [14] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Physics Letters B*, 704 :442 – 455, 05 2011.
- [15] Mathias Butenschoen and Bernd A. Kniehl. J/ψ production in NRQCD : A global analysis of yield and polarization. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 222-224 :151–161, 2012.