



HAL
open science

Étude de la production des quarkonia J/Ψ , Ψ' et en fonction de la multiplicité de traces chargées dans les collisions proton-proton à 8 TeV au LHC avec l'expérience ALICE

Hugues Noyer

► **To cite this version:**

Hugues Noyer. Étude de la production des quarkonia J/Ψ , Ψ' et en fonction de la multiplicité de traces chargées dans les collisions proton-proton à 8 TeV au LHC avec l'expérience ALICE. Physique [physics]. 2015. dumas-01231230

HAL Id: dumas-01231230

<https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-01231230>

Submitted on 9 Dec 2015

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License



UFR Sciences et Technologies



Laboratoire de Physique Corpusculaire
de Clermont-Ferrand

MASTER SCIENCES DE LA MATIÈRE DEUXIÈME ANNÉE

SPÉCIALITÉ : Physique des Particules

RAPPORT DE STAGE

Étude de la production des quarkonia J/ψ , ψ' et Υ en fonction de la multiplicité de traces chargées dans les collisions proton-proton à 8 TeV au LHC avec l'expérience ALICE.

par

Hugues NOYER

Responsables de stage : **Valérie RAMILLIEN** et **Sarah PORTEBOEUF-HOUSSAIS**



Juin 2015

Table des matières

Introduction	1
1 La physique des quarkonia dans les collisions proton-proton	2
1.1 Le Modèle Standard	2
1.2 Production de quarkonia dans les collisions proton-proton	3
1.3 Les collisions proton-proton au LHC	3
1.4 Observable des corrélations entre processus durs et processus mous	4
2 L'expérience ALICE au LHC	7
2.1 Le Large Hadron Collider	7
2.2 L'expérience ALICE	7
2.2.1 Le tonneau central pour la mesure de particules chargées	8
2.2.2 Le bras dimuon pour la mesure des quarkonia	9
3 Ajustement des histogrammes de masse invariante et extraction du nombre de quarkonia	11
3.1 Sélection de données	11
3.2 Extraction du signal du J/ψ , ψ' et du Υ	13
3.2.1 Modélisation du signal et du bruit de fond	14
3.2.2 Ajustements du J/ψ et du ψ'	15
3.2.3 Ajustements du Υ	15
3.3 Erreurs systématiques sur l'extraction du nombre de quarkonia	16
4 Taux de production des quarkonia en fonction de la multiplicité de particules chargées	19
4.1 Simulation et tranches en multiplicité	19
4.1.1 Simulation	19
4.1.2 Tranches en multiplicité et extraction du nombre de quarkonia	20
4.2 Taux de production relatif des quarkonia en fonction de la multiplicité de particules chargées	23
Conclusion	29

Introduction

Le modèle standard de la physique des particules est la théorie décrivant les particules fondamentales et leurs interactions. La chromodynamique quantique décrit l'interaction forte dans le cadre du modèle standard et prédit l'apparition d'un nouvel état de la matière appelé plasma de quarks et de gluons. L'expérience ALICE (A Large Ion Collider) est l'expérience dédiée aux collisions d'ions lourds au LHC (Large Hadron Collider). Le LHC est un collisionneur de particules qui accélère des particules proches de la vitesse de la lumière et les fait entrer en collision avec pour but d'étudier les particules produites et leurs comportements. Dans notre étude nous nous concentrons sur les collisions de protons dont certains mécanismes ne sont toujours pas compris. Nous regardons plus en détail un type spécifique de particule appelé quarkonium, qui se compose d'un quark et d'un anti-quark, tous deux de même saveur. Les trois quarkonia étudiés sont J/ψ , ψ' et Υ . Ces particules permettent de sonder le plasma de quarks et de gluons en étudiant leurs interactions avec celui-ci. La mesure de nouvelles observables mettant en relation le quarkonium et le reste de l'événement, nous permettra de mieux comprendre leurs modes de productions en collision hadronique. Nous nous intéressons à l'étude de la production des quarkonia (J/ψ , ψ' et Υ) en fonction de la multiplicité de particules chargées dans l'état final pour les collisions proton-proton à haute énergie, enregistrées lors de la première période d'exploitation du LHC.

Le premier chapitre exposera le formalisme du modèle standard, des quarkonia et des collisions proton-proton. L'expérience ALICE sera ensuite présentée avec une attention particulière sur les détecteurs nécessaires aux mesures liées à notre étude. Le chapitre 3 présentera la technique d'ajustement utilisé pour la mesure du nombre de quarkonia ainsi qu'une étude des erreurs systématiques liées à l'extraction du signal. Finalement la mesure du taux de production des trois quarkonia en fonction de la multiplicité sera présentée. Nous discuterons, à l'aide de simulation Monte-Carlo, la correspondance entre la mesure de traces chargées et le nombre de particules chargées ainsi que la définition des tranches en multiplicité. Les mesures obtenues seront discutées et comparées avec les mesures existantes dans la littérature.

1 La physique des quarkonia dans les collisions proton-proton

1.1 Le Modèle Standard

Nous observons dans la nature des particules élémentaires, elles sont dites "élémentaires" car elles ne possèdent pas de sous structures connues. Ces particules et leurs interactions sont décrites dans le cadre du Modèle Standard (MS). Les particules élémentaires peuvent être réparties en deux groupes : les fermions et les bosons. Les fermions sont des particules de spin demi entier et forment la matière, les bosons sont des particules de spin entier et véhiculent les interactions fondamentales entre particules. Les fermions sont répartis en trois générations, la première compose la matière ordinaire (atomes). On peut encore répartir les fermions en deux parties : les leptons, particules sensibles à toutes les interactions fondamentales sauf l'interaction forte, et les quarks, particules sensibles à toutes les interactions [1]. Les tableaux 1.1, 1.2 regroupent ces particules, les valeurs de leurs masses provenant du Particle Data Group [2].

Leptons					
Première génération		Deuxième génération		Troisième génération	
Particule	Masse	Particule	Masse	Particule	Masse
e	$511 \text{ keV} \cdot c^{-2}$	μ	$106 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$	τ	$1,78 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$
ν_e	$< 2 \text{ eV} \cdot c^{-2}$	ν_μ	$< 0,19 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$	ν_τ	$< 18,2 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$

TAB. 1.1: Les leptons du MS.

Quarks					
Première génération		Deuxième génération		Troisième génération	
Particule	Masse	Particule	Masse	Particule	Masse
up	$\sim 2,3 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$	charm	$\sim 1,275 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$	top	$\sim 173,5 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$
down	$\sim 4,8 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$	strange	$\sim 95 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$	bottom	$\sim 4,18 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$

TAB. 1.2: Les quarks du MS.

Ces particules interagissent entre elles via quatre interactions fondamentales : l'interaction gravitationnelle, l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. L'interaction gravitationnelle est la seule interaction à ne pas être décrite par le MS et possède une intensité extrêmement faible, environ 40 ordres de grandeurs plus faible que l'interaction forte. Elle est décrite aux échelles macroscopique par la relativité générale. Les trois autres interactions sont décrites par le MS. L'interactions électromagnétique et l'interaction faible forment l'interaction électrofaible, véhiculé par les bosons W^\pm et Z^0 pour l'interaction faible et par le photon (γ) pour l'interaction électromagnétique. De plus, dans la théorie électrofaible est

décrit le boson BEH (H^0), découvert en 2012 au LHC [3], boson conférant une masse aux particules avec lesquelles il interagit. L'interaction forte est décrite, dans le MS, par la chromodynamique quantique (QCD). Cette interaction est véhiculée par les gluons comme bosons et a pour particularité d'agir seulement sur les particules ayant une charge de couleur (rouge, vert ou bleu). Les anti-particules possèdent également une charge de couleur, opposée à celle des quarks : cyan, magenta ou jaune [1].

Une des propriétés de la QCD est la liberté asymptotique. Plus les quarks sont proches entre eux et moins ils interagissent jusqu'à ne quasiment plus ressentir d'interaction. Cette propriété rend possible un état de la matière nucléaire que l'on appelle plasma de quarks et de gluons (QGP) qui apparaît à des énergies et densités de particules très élevées. Une des sondes possibles de cet état de la matière est le taux de production des quarkonia [4]. Lorsqu'il y a formation de QGP, les quarkonia devraient se dissocier du fait de l'écrantage du potentiel entre les quarks lourds¹. Ainsi la suppression anormale d'un quarkonium pourrait être une preuve de la formation du QGP.

1.2 Production de quarkonia dans les collisions proton-proton

Les quarks peuvent s'associer pour former des édifices fortement liés que l'on nomme hadrons, possédant une charge de couleur nulle². Dans le MS il existe deux organisations principales de quarks pour former des hadrons : les mésons composés d'un quark et d'un anti-quark et les baryons composés de trois quarks (comme les protons). Les mésons composés d'un quark et d'un anti-quark de même saveur (c ou b) sont appelés quarkonia. Nous nous intéressons aux états charmonium J/Ψ et Ψ' , composés d'un quark charme c et d'un antiquark charme \bar{c} et à l'état bottomonium Υ , composé d'un quark beau b et d'un antiquark beau \bar{b} .

Dans les collisions à très hautes énergies, les quarkonia sont formés principalement par fusion de gluons $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ (cf figure 1.1) dans les processus dur. Ces particules sont particulièrement intéressantes car elles sont produites au tout début de la collision, elles font parties de l'état initial. Pour mieux comprendre la suppression des quarkonia, il faut connaître parfaitement les mécanismes de production des quarkonia dans les collisions d'ions lourds. Il est primordiale de comprendre les mécanismes de production des quarkonia dans les collisions proton-proton pour pouvoir comprendre et modéliser ces collisions.

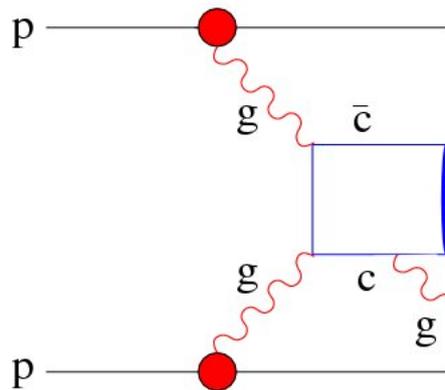


FIG. 1.1: Production d'un état charmonium $c\bar{c}$ par fusion de gluons lors d'une collision p-p. [5]

¹Pour une paire $q\bar{q}$, le potentiel à température nulle est $V(r) = -\frac{\alpha}{r} + kr$ alors que lorsque la paire est placée dans le QGP, le potentiel devient $V(r) = -\frac{\alpha}{r} e^{-r/\lambda_d}$.

²Seul les particules possédant une couleur nulle (blanche) sont observables.

1.3 Les collisions proton-proton au LHC

Dans le modèle des partons [1], le proton n'est pas une particule élémentaire mais est composé de partons (quarks et gluons). La collision de deux protons s'apparente alors à des interactions entre partons dans la limite de la QCD perturbative³. La figure 1.2 schématise une collision pp du modèle des partons, avec un parton de chaque proton interagissant. On appelle x la variable représentant la fraction d'impulsion du proton que possède un parton et Q^2 , la virtualité, reliée à l'impulsion transférée lors de l'interaction⁴. Lorsque la virtualité est assez grande ($Q^2 > 2-3$ GeV) lors d'une interaction entre partons, le processus est dit "dur" alors que le processus est dit "mou" lorsqu'elle est plus faible ($Q^2 < 2-3$ GeV).

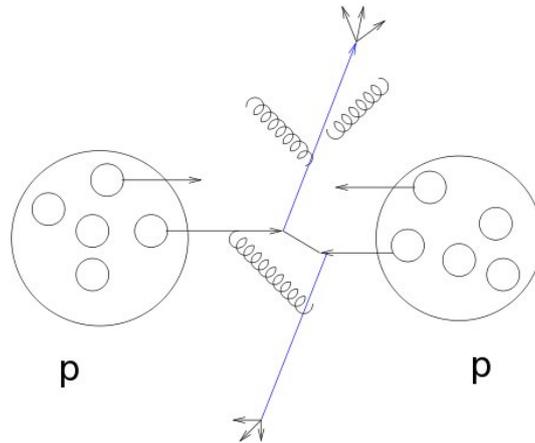


FIG. 1.2: Collision pp dans le modèle des partons.

Lors d'une collision proton-proton produisant un quarkonium, on observe d'autres particules produites par des processus durs et mous : l'événement sous-jacent. Lorsque l'on étudie seulement la production du quarkonium, sans prendre en compte l'événement sous-jacent, on fait alors une mesure dite "inclusive". Alors que lorsque l'on prend en compte tout l'environnement de production, c'est-à-dire le quarkonium et les particules produites par l'événement sous-jacent on fait une mesure dite "exclusive" (figure 1.3). Dans la suite de notre étude nous nous rapprochons du modèle exclusif, nous permettant ainsi de prendre en compte les processus durs ainsi que les processus mous.

Aujourd'hui aucun modèle ne décrit correctement la production de quarkonia et de l'événement sous-jacent associé mais la plupart des modèles existant essayant d'expliquer ces phénomènes impliquent des interactions partoniques multiples [6, 7]. Les interactions partoniques multiples (MPI) sont des interactions, dures et molles, se produisant en parallèle, lors d'une collision entre hadrons (dues à leur nature composite). Une caractéristique des MPI qui va nous être utile pour la suite de notre étude est que le nombre d'interactions élémentaires est lié à la multiplicité des particules produites [8]. Dans les scénarios des MPI, plus la multiplicité augmente et plus le nombre de quarkonia produits est grand car il y a plus d'interactions. Le scénario avec deux processus durs produisant chacun un J/ψ dans les collisions proton-proton a été étudié par LHCb avec la mesure de paires de J/ψ [9].

³ $Q \gg \Lambda_{QCD}$, avec Q la virtualité et Λ_{QCD} le paramètre d'échelle de la QCD.

⁴ $Q^2 = -q^2$ avec q l'impulsion transférée entre les deux protons, $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ avec M la masse d'un proton et $\nu = \frac{q \cdot p}{M}$ l'énergie transférée entre les deux protons.

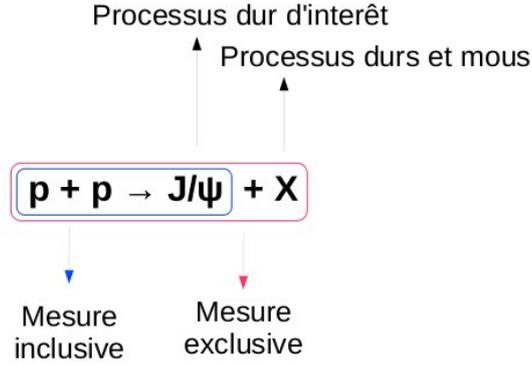


FIG. 1.3: Différence entre mesure inclusive/exclusive.

1.4 Observable des corrélations entre processus durs et processus mous

Les mécanismes de production des quarkonia sont complexes et ne sont pas entièrement compris actuellement. Pour comprendre la production de quarkonia dans les collisions pp lors d'un événement complet, nous avons besoin d'observables faisant le lien entre processus durs et processus mous nous permettant de comprendre et contraindre les corrélations entre ces deux processus. Dans notre étude, nous utilisons comme observable le taux de production des quarkonia en fonction de la multiplicité de particules chargées. Ce type d'étude a été proposé en 2010 [10].

Une première étude a été effectuée par la collaboration ALICE pour des collisions pp à 7 TeV avec le J/ψ [11]. On peut voir sur la figure 1.4 les résultats obtenus. En abscisse se trouve le nombre de particules chargées normalisé à la valeur moyenne, c'est-à-dire la densité relative de particules chargées, et en ordonnée le nombre de J/ψ normalisé à la valeur moyenne. On voit clairement une augmentation linéaire du nombre relatif de J/ψ en fonction du nombre relatif de la densité de particules chargées. Cette observation tend à confirmer l'hypothèse que l'augmentation de la multiplicité dans les collisions pp est due à une augmentation du nombre de collision parton-parton comme décrit par les modèles de MPI. Une autre étude a été effectuée par la collaboration CMS sur le Υ [12]. On peut voir sur la figure 1.5 que les taux de productions relatifs du $\Upsilon(nS)$ normalisés augmentent également avec la multiplicité.

L'étude menée lors de ce stage a pour but de mesurer le nombre de J/ψ à plus haute multiplicité dans les collisions pp (8 TeV), nous permettant ainsi d'observer potentiellement de nouveaux effets à plus haute multiplicité et d'étudier les corrélations entre quarkonia et multiplicité pour le ψ' et le Υ . Le Υ ayant des quarks de saveurs différentes que ceux du J/ψ , nous pourrions observer l'influence de la masse. De plus, les MPI décrivent une augmentation du nombre de quarkonia en fonction de la multiplicité pour tout types de quarkonia, nous pourrions donc vérifier cette hypothèse.

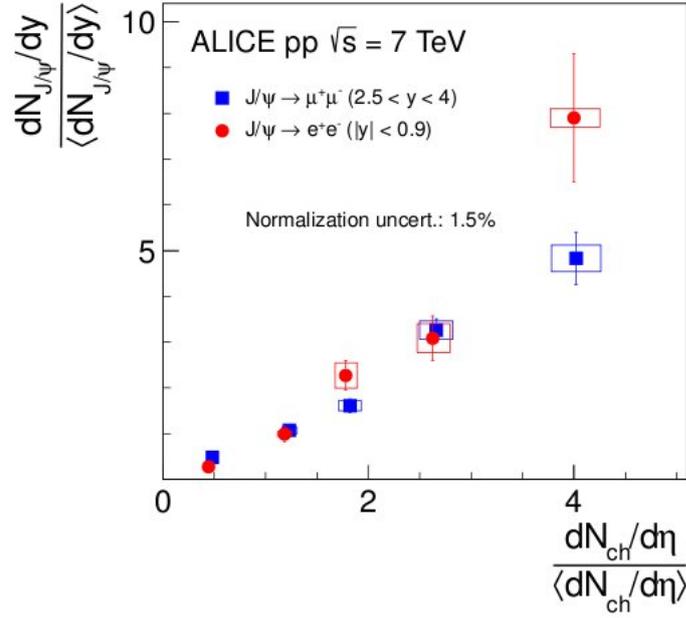


FIG. 1.4: Nombre relatif de J/ψ en fonction de la densité relative de la multiplicité de particules chargées.

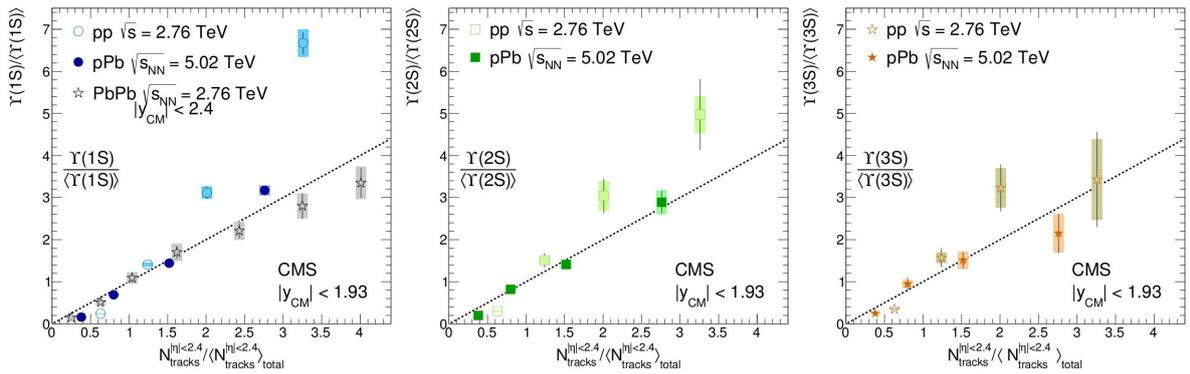


FIG. 1.5: Le taux de production relatif du $\Upsilon(nS)$ en fonction de la multiplicité de particules chargées.

2 L'expérience ALICE au LHC

2.1 Le Large Hadron Collider

Le Large Hadron Collider (LHC) est un collisionneur de particules se situant au CERN (Organisation européenne pour la recherche nucléaire) à Genève, en Suisse. Mesurant 27 km de circonférence et enterré à environ 100 mètres sous terre, c'est le plus grand et le plus puissant collisionneur de particules jamais construit à ce jour. Les particules, ici des protons ou des ions Pb, sont accélérées dans les anneaux et collisionnent aux différents points d'interaction, nous permettant d'étudier le comportement des particules élémentaires qui les composent. Lors du Run I (2009-2013) le LHC a pu produire des collisions proton-proton (pp) avec une énergie dans le centre de masse atteignant jusqu'à $\sqrt{s} = 8$ TeV. Le Run II a commencé en 2015 et produit des collisions pp avec une énergie de l'ordre de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Ainsi l'unité de mesure de l'énergie en physique des particules est l'électronvolt (eV), défini par l'énergie cinétique acquise pour un électron subissant une différence de potentiel de 1 volt. De plus \sqrt{s} représente l'énergie totale du système dans le centre de masse, c'est une variable de Mandelstam qui a la particularité d'être invariante sous une transformation de Lorentz. Elle est défini, pour un processus $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ comme :

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2,$$

avec p_1 et p_2 les quadri-vecteurs énergie impulsion des particules entrantes et p_3 et p_4 les quadri-vecteurs énergie impulsion des particules sortantes.

Les particules collisionnent en six points à l'intérieur de l'anneau accélérateur. Deux points pour les expériences TOTEM et LHCf et les quatre autres points correspondent aux quatre grandes expériences du LHC : ALICE, ATLAS, CMS et LHCb (Figure 2.1). Les expériences ATLAS et CMS sont portées sur la thématique de recherche du boson BEH et l'expérience LHCb sur l'étude du quark **b**. Nous allons voir par la suite l'expérience ALICE.



FIG. 2.1: Le LHC à la frontière franco-suisse, près de Genève. [24]

2.2 L'expérience ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) a pour but principal d'étudier le plasma de quarks et de gluons, un état de la matière qui serait apparu juste après le Big-Bang. C'est la seule expérience dédiée aux collisions d'ions lourds, le détecteur doit alors être capable de détecter un très grand nombre de particules simultanément. Le détecteur se compose de deux parties : une partie centrale placée dans un aimant solénoïdale et un spectromètre à muons (Figure 2.2). Il peut fonctionner en collisions pp, p-Pb et Pb-Pb. Les collisions pp permettent d'obtenir des données de référence pour les collisions d'ions lourds. Regardons maintenant plus précisément la composition en sous-détecteurs de ces deux parties.

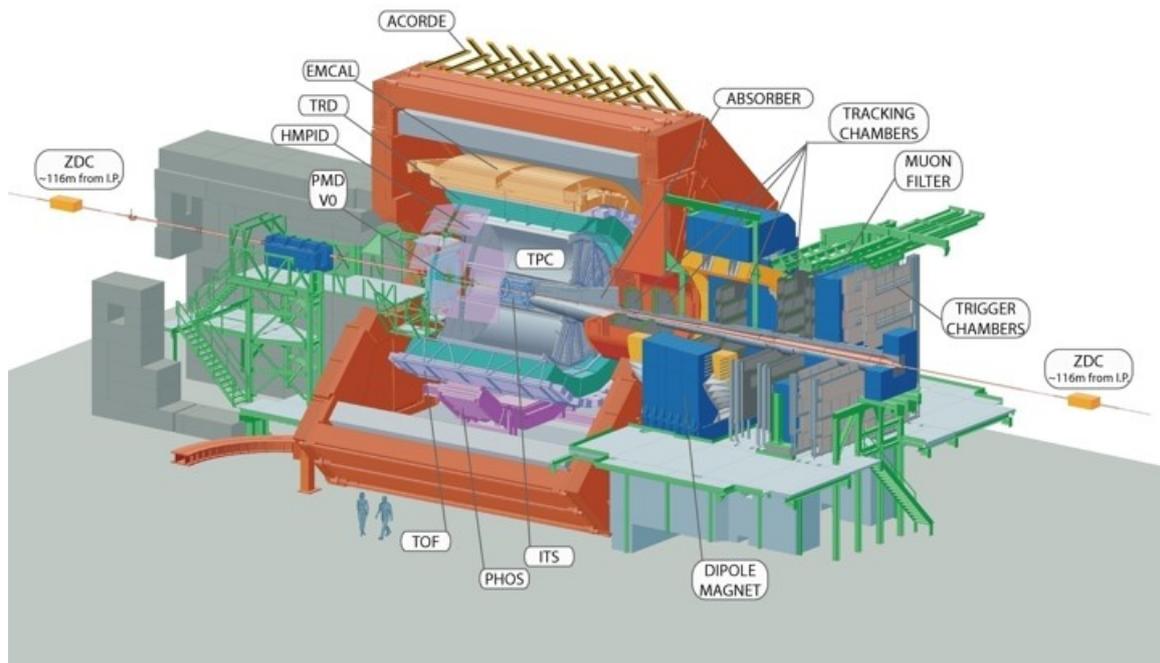


FIG. 2.2: Le détecteur ALICE.

2.2.1 Le tonneau central pour la mesure de particules chargées

Les détecteurs de la partie centrale sont dans un aimant solénoïdal délivrant un champ magnétique maximale de 0,5 T permettant de courber la trajectoire des particules chargées et d'ainsi mesurer leurs impulsions. La plupart de ces détecteurs sont dévoués à la reconstruction des traces et à l'identification des particules. Dans notre description des détecteurs qui composent le tonneau centrale, le SPD est le détecteur qui sera utilisé par la suite de notre étude pour obtenir la multiplicité de particules chargées.

Inner Tracking System (ITS)

L'ITS est le détecteur le plus proche du point d'interaction primaire (le lieu de collision des protons) et couvre un domaine en pseudorapidité $|\eta| < 0.9$ [13]. Il se compose de six couches cylindriques de détecteurs situés à une distance radiale de 4 à 44 cm. Les deux couches les plus proches du point d'interaction composent le SPD (Silicon Pixel Detector), les deux couches suivantes composent le SDD (Silicon Drift Detector) et les deux dernières couches composent le SSD (Silicon Strip Detector). L'ITS permet de

localiser le vertex primaire et les vertex secondaires, et d'identifier des particules chargées de faibles impulsions transverses ($p < 100 \text{ MeV}.c^{-1}$). Le vertex primaire est le point de collision entre les deux faisceaux de protons et un vertex secondaire est le point où se désintègre une particule de grand temps de vie. Il permet aussi d'estimer la multiplicité en particules chargées de la collision. Lorsqu'une particule traverse l'ITS, elle laisse un impact dans chaque couche qui sont alors reliées lors de la reconstruction pour former des traces. On peut alors utiliser les morceaux de traces (tracelettes), formées seulement par les impacts dans le SPD, pour obtenir une estimation de la multiplicité de particules chargées produites. Le nombre de tracelettes sera utilisé pour l'estimation de la multiplicité des particules chargées dans notre étude.

Les autres détecteurs

La chambre à projection temporelle (TPC) est le détecteur principal pour la reconstruction de traces dans le tonneau centrale. Elle permet, à travers la reconstruction des traces des particules chargées, d'obtenir l'impulsion des particules chargées¹ et leur identification. La chambre à rayonnement de transition (TRD) permet d'obtenir une meilleure identification des électrons. Le TOF (Time Of Flight) est un détecteur de temps de vol qui a pour but une meilleure identification des particules aux énergies intermédiaires. Couplé avec l'ITS, la TPC et la TRD, il permet une séparation des pions, kaons et protons. Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) est un détecteur à rayonnement Cherenkov permettant l'identification des particules de grande impulsion. Le PHOS (PHOTon Spectrometer) est un calorimètre électromagnétique optimisé pour la mesure des photons. L'EMCal (ElectroMagnetic Calorimeter) est un calorimètre électromagnétique permettant, associé à l'ITS, TPC, TRD et TOF, de reconstruire jusqu'à 90% de l'énergie des jets produits lors d'une collision. Le PMD (Photon Multiplicity Detector) mesure la multiplicité des photons et l'énergie électromagnétique transverse. Le FMD (Forward Multiplicity Detector) est un détecteur de multiplicité à grande rapidité. Le ZDC (Zero Degree Calorimeter) se compose de six calorimètres servant à détecter les nucléons spectateurs de la collision. Cela permet d'estimer la centralité de la collision.

Le T0 et le V0

Le T0 se compose de deux détecteurs à effet Cherenkov. L'effet Cherenkov est un phénomène qui apparaît lorsqu'une particule dépasse la vitesse de la lumière dans le milieu qu'elle traverse, elle émet alors de la lumière selon un cône d'angle θ tel que $\cos\theta = 1/n\beta$, avec n l'indice du milieu et $\beta = v/c$, v la vitesse de la particule et c la vitesse de la lumière. En mesurant l'angle et en connaissant l'impulsion, nous pouvons alors identifier les particules. Le T0 permet de donner le signal de départ pour la mesure du temps de vol pour le TOF et d'estimer la position du point d'interaction. Le V0 se compose de deux ensembles de scintillateurs placés de part et d'autre du point d'interaction. Il est capable d'estimer la multiplicité et la centralité de la collision et est un élément essentiel du système de déclenchement d'ALICE. Ces deux détecteurs (T0 et V0) permettent également d'estimer si il y a eu ou non une collision et sont utilisés comme signal de déclenchement² pour définir les événements de biais minimum³. Le T0 se trouve être constamment allumé alors que ce n'est pas le cas pour le V0. Dans notre étude les histogrammes de masses invariantes sont similaires, que ce soit en V0 ou en T0, on peut alors additionner les deux statistiques.

¹Les traces des particules chargées sont courbées par l'aimant et la courbure se trouve être directement reliée à l'impulsion par la formule $p = 0.3B\rho$ avec p l'impulsion en $\text{GeV}.c^{-1}$, B la valeur du champ magnétique en Tesla et ρ le rayon de courbure en mètre.

²Un déclencheur (trigger) est un système permettant de choisir, via de simples critères, quels événements de collision nous gardons.

³Les événements de biais minimum sont une sélection d'événements représentative de l'ensemble des événements de collision inélastique sans sélection.

2.2.2 Le bras dimuon pour la mesure des quarkonia

Le spectromètre à muon est conçu pour la mesure des particules décroissant en muons tel les quarkonia (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' et Υ''). L'acceptance du spectromètre couvre un domaine en pseudorapidité de $-4,0 < \eta < -2,5$. Ce spectromètre se compose de plusieurs éléments (figure 2.3) : trois absorbeurs, un aimant dipolaire, cinq chambres de trajectographie et deux chambres de déclenchement.

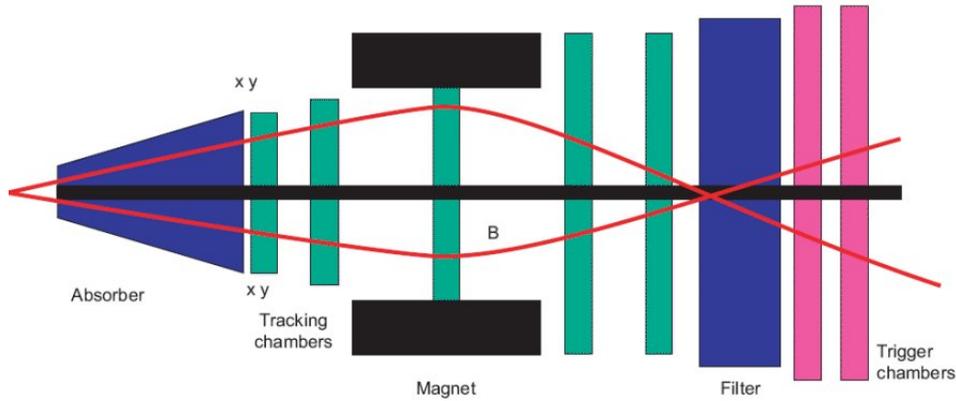


FIG. 2.3: Schéma du spectromètre à muon.

Les absorbeurs

Dans le bras dimuon se trouve trois absorbeurs : l'absorbeur frontal, l'absorbeur à petit angle et le mur de fer. L'absorbeur frontal réduit le flux de hadrons primaires provenant des collisions. L'absorbeur à petit angle réduit le bruit de fond provenant des interactions secondaires le long du tube faisceau. Le mur de fer, placé devant les chambres de déclenchement, permet d'absorber les hadrons qui traversent l'absorbeur frontal.

Le dipôle

L'aimant dipolaire crée un champ magnétique de valeur nominale 0,7 T selon l'axe x, la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau et parallèle au rayon du LHC. De la même façon que dans le tonneau centrale, il permet de courber la trajectoire des particules pour mesurer leur impulsion et leur charge.

Les chambres de déclenchement

Le système se compose de deux chambres de deux plans chacune, utilisant la technologie RPC (Resistive Plate Chamber). Il sert de déclencheur pour les événements susceptibles de contenir des muons.

Les chambres de trajectographie

Le système de trajectographie se compose de cinq chambres de deux plans de détection chacune, utilisant la technologie des chambres à fils. Il permet de séparer les différents états du Υ grâce à une résolution spatiale de $100 \mu\text{m}$ dans le plan de déviation du dipôle, ce qui se traduit par une résolution en masse de l'ordre de $100 \text{ Mev}.c^{-2}$. Ces chambres sont capables de fonctionner lors de collisions Pb-Pb qui produisent un important nombre de particules chargées.

3 Ajustement des histogrammes de masse invariante et extraction du nombre de quarkonia

Avec le spectromètre à muon mesurant l'énergie et l'impulsion des muons, nous pouvons choisir les événements contenant au moins 2 traces¹ puis construire un histogramme de masse invariante (cf figure 3.1). Un événement est un état final d'une collision proton-proton. La masse invariante est calculée pour chaque paires de traces via la formule suivante :

$$m^2 c^2 = \left(\frac{E_1}{c} + \frac{E_2}{c} \right)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2,$$

avec m la masse invariante, E_1 l'énergie mesurée de la première trace, E_2 l'énergie mesurée de la deuxième trace, \vec{p}_1 l'impulsion mesurée de la première trace, \vec{p}_2 l'impulsion mesurée de la deuxième trace et c la vitesse de la lumière. Les données utilisées sont celles des périodes h et i de 2012, avec une énergie dans le centre de masse \sqrt{s} de 8 TeV.

3.1 Sélection de données

Pour étudier le spectre de masse invariante, nous cherchons en premier lieu à maximiser le rapport signal sur bruit de fond. Ce spectre contient les données provenant des quarkonia se désintégrant en 2 muons, mais également du bruit de fond. Ce bruit de fond peut provenir d'autres désintégrations de particules (mésons D ou B) ou de la mauvaise reconstruction des particules. Par exemple, pour un événement contenant trois muons, nous ne savons pas quels muons proviennent de la désintégration d'un quarkonium. Toutes les paires de muon possible sont présent en compte. Pour réduire ce bruit, nous utilisons plusieurs variables physiques et nous faisons des coupures sur les valeurs de ces variables. Nous définissons par la suite les variables et les coupures utilisées dans notre analyse.

Impulsion totale et impulsion transverse

Les détecteurs de l'expérience ALICE mesurent l'impulsion des particules. L'impulsion, $\vec{p} = m\vec{v}$, est donc une variable primordiale pour l'étude de données. L'impulsion transverse est définie comme :

$$P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}.$$

Faire une coupure sur les faibles impulsions ($< 4GeV$) et sur les faibles impulsions transverses ($< 1GeV$) des traces nous permet d'améliorer le rapport signal sur bruit de fond, les particules avec une faible impulsion

¹Une trace étant reconstruite à partir des impacts dans les chambres de trajectographie du spectromètre à muon.

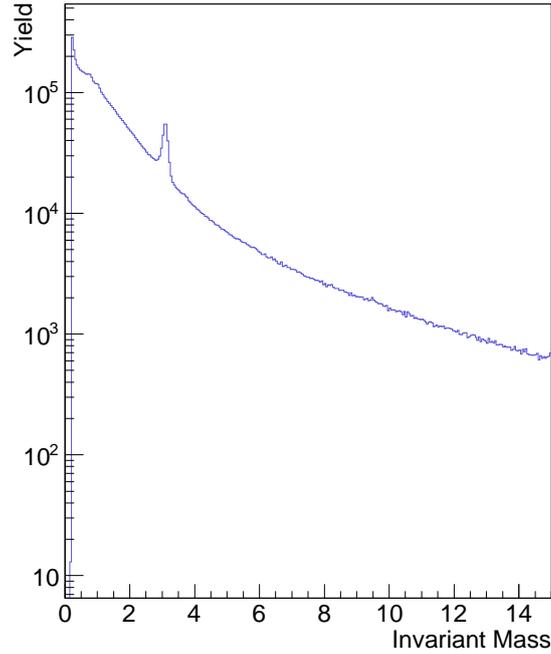


FIG. 3.1: Nombre d'événements de collisions pp en fonction de la masse invariante des dimuons.

étant en grande partie du bruit de fond. Les muons ayant une impulsion inférieure à 4 GeV interagissent dans l'absorbeur frontal, notre coupure permet de supprimer les traces qui ne correspondent pas à des muons. **La rapidité et la pseudorapidité**

Lors d'une collision très énergétique, les particules produites peuvent être fortement déviées de l'axe du faisceau. La rapidité est définie comme étant :

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

avec E l'énergie de la particule, p_z son impulsion dans la direction du faisceau et c la vitesse de la lumière. Ainsi pour une particule dirigée essentiellement dans le plan XY, c'est-à-dire le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, p_z sera très petit et donc la rapidité y sera proche de 0. Si notre particule est dirigée dans l'axe du faisceau, alors $E \simeq p_z$ et donc $y \rightarrow +\infty$. Similairement si la particule est dirigée dans le sens opposé du faisceau, alors $y \rightarrow -\infty$. La rapidité y est donc une variable reliée à l'orientation de l'impulsion des particules [14]. Pour des particules hautement relativistes, on peut faire l'approximation $E \simeq pc$. On obtient alors la pseudorapidité η :

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right],$$

avec θ l'angle entre le faisceau et la trajectoire de la particule. De plus, pour des particules hautement relativistes, on a $y = \eta$. C'est le cas dans notre étude à 8 TeV. Une coupure sur cette variable est équivalente à une coupure sur l'acceptance de notre détecteur, on utilise : $-4 < y < 5$.

V_z et empilement d'événement

Rapprochons nous maintenant du point de collision entre deux protons, le vertex primaire. Le vertex

primaire réel peut être légèrement décalé par rapport à l'origine définit. Ainsi la distance entre l'origine du détecteur et le vertex primaire selon la direction du faisceau est une variable que l'on appelle V_z . Nous choisissons comme coupure $|V_z| < 10$ cm. Cette coupure est équivalente à une coupure d'acceptance pour la partie centrale du détecteur. De plus il se peut que plusieurs collisions pp aient lieu à des instant très proches tout en étant enregistrées comme un seul événement de biais minimum, on appelle cela un empilement d'événement. On cherche à supprimer ces événements qui biaiserait notre analyse par un apport de particules provenant de la deuxième collision.

Autres variables

R_{abs} : La variable R_{abs} est définie comme étant la distance entre la trace du muon et l'axe du faisceau à la sortie de l'absorbeur frontal (cf figure 3.2). La coupure sur cette variable permet de supprimer les particules dont la trace ne pointe pas en direction du vertex primaire.

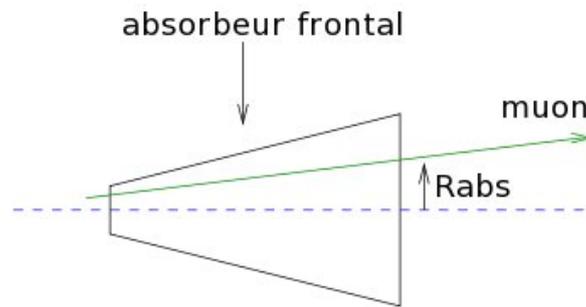


FIG. 3.2: La variable R_{abs}

La charge : Lorsque le spectromètre à muon détecte deux muons, les muons peuvent avoir la même charge ou une charge opposée. Souhaitant détecter des muons provenant de la désintégration d'un quarkonium, nous ne pouvons alors garder que les événements avec des muons ayant des charges de signes opposés, les autres événements étant du bruit de fond.

En plus de ces variables, deux coupures sont activables :

- La coupure pDCA est le produit de l'impulsion totale avec la variable DCA, la variable DCA étant la distance de plus petite approche entre le vertex primaire et la trace du muon. Comme pour la variable R_{abs} , la coupure permet de supprimer les événements où la trace des particules ne pointe pas en direction du vertex primaire.
- La coupure de correspondance supprime les particules dont la trace dans le spectromètre ne correspond pas à la trace laissée dans le déclencheur du spectromètre.

Les déclencheurs de biais minimum

Dans notre analyse, deux détecteurs sont utilisés comme déclencheurs d'événements de biais minimum : le T0 et le V0. Nous pouvons choisir des collisions pp sélectionnées par soit le T0, soit le V0 en faisant une coupure sur les variables associées. Lors de l'expérience, le déclencheur T0 a toujours été allumé alors que ce n'était pas le cas du déclencheur V0. Le déclencheur T0 a été utilisé pour des collisions à haute fréquence pour limiter le vieillissement du détecteur V0. On obtient plus de statistiques avec le déclencheur T0.

Le tableau 3.1 regroupe les valeurs des coupures utilisées dans notre analyse.

TAB. 3.1: Tableau des coupures

Variable	Coupure
charge	$c = 0$
P	$> 4\text{GeV}$
P_T	$> 1\text{GeV}$
V_z	$ V_z < 10 \text{ cm}$
R_{abs}	$89,5 > R_{abs} > 17,6 \text{ cm}$
kDCA	Coupure activée
coupure de correspondance	Coupure activée
empilement d'événement	Coupure activée
y	$-4 < y < -2,5$

3.2 Extraction du signal du J/ψ , ψ' et du Υ

À partir des spectres de masse invariante, on évalue le nombre de quarkonium mesurés en ajustant les distributions par une fonction pour le signal et une pour le bruit de fond dans la zone de masse considérée. Pour les ajustements, nous utilisons la méthode statistique du maximum de vraisemblance. Du fait du peu de statistiques que nous avons, cette méthode est préférée à celle du χ^2 . Nous utilisons l'environnement RooFit pour faire les ajustements, une de ces principales spécificités est qu'il nous permet d'utiliser nos propres fonction de densité de probabilité (PDF).

3.2.1 Modélisation du signal et du bruit de fond

Pour ajuster les histogrammes de masse invariante, nous devons d'abord modéliser le signal et le bruit de fond. Le signal, c'est-à-dire chaque quarkonia, J/ψ , ψ' et Υ^2 , est modélisé par la fonction Double Crystal Ball (DCB) qui est une fonction gaussienne avec deux queues de distributions, une au début et une à la fin de la distribution. La fonction est définie par :

$$DCB = N \cdot \begin{cases} \exp(-\frac{1}{2}(\frac{m-m_0}{\sigma})^2), & \text{pour } t \geq -|\alpha_L|, t \leq |\alpha_R| \\ \frac{a_1}{(b_1-t)^{n_L}}, & \text{pour } t < -|\alpha_L| \\ \frac{a_2}{(b_2+t)^{n_R}}, & \text{pour } t > |\alpha_R| \end{cases} \quad (3.1)$$

$$\text{avec } a_1 = \left(\frac{n_L}{|\alpha_L|}\right)^{n_L} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}|\alpha_L|^2\right), \quad a_2 = \left(\frac{n_R}{|\alpha_R|}\right)^{n_R} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}|\alpha_R|^2\right),$$

$$b_1 = \frac{n_L}{|\alpha_L|} - |\alpha_L|, \quad b_2 = \frac{n_R}{|\alpha_R|} - |\alpha_R| \quad \text{et } t = \left(\frac{m-m_0}{\sigma}\right).$$

m_0 est la position du centre du pic, c'est-à-dire la masse du quarkonium et σ la largeur de la distribution. La queue de début de distribution est due aux corrections radiatives et la queue de fin de distribution à la mauvaise reconstruction des particules par notre détecteur.

Pour modifier la modélisation du signal, nous avons utilisé différents jeux de paramètres pour la DCB. Trois jeux notés S, A et I pour modéliser le J/ψ et le ψ' ainsi que deux autres jeux L et I' pour modéliser le Υ . Tout les jeux, excepté le jeu S, ont été obtenus à l'aide de simulation Monte-Carlo (MC). Les simulations MC sont des simulations complexes où l'on génère, suivant des modèles physiques, toute la chaîne de la

²On modélise aussi le Υ' et le Υ'' sans chercher à obtenir leurs nombres à cause de la faible statistique que nous avons.

collision jusqu'aux produits finaux. Le jeu S a été obtenu en ajustant le signal après avoir soustrait le bruit de fond. Lors des ajustements, certains paramètres ont été fixés.

Pour modéliser le bruit de fond, nous avons utilisé trois différentes modélisations : deux fonctions exponentielles, deux fonctions lois de puissances ou une fonction gaussienne de largeur variable définit par :

$$EXP = N. \exp(\alpha t). \quad (3.2)$$

$$POW = N.t^\alpha. \quad (3.3)$$

$$GAU = N. \exp(-\frac{1}{2}(\frac{t-m}{\sigma_1})^2), \quad (3.4)$$

avec $\sigma_1 = \beta + \frac{\gamma(t-m)}{m}$.

Les trois différentes modélisations sont utilisées pour l'ajustement du Υ alors que pour l'ajustement du J/ψ et du ψ' seuls les modèles avec deux exponentielles et la gaussienne de largeur variable sont utilisés. En effet, le bruit de fond dans le zone du J/ψ et du ψ' a une forme différente et les fonctions lois de puissance ne sont pas adaptées pour ajuster nos données.

3.2.2 Ajustements du J/ψ et du ψ'

Pour ajuster le J/ψ et le ψ' nous avons modélisé le signal avec une DCB et 3 jeux différents de valeurs de paramètres. Le bruit de fond est modélisé par soit deux exponentielles soit par une gaussienne de largeur variable. Pour pouvoir estimer les erreurs systématiques dues à l'extraction du signal, nous avons besoin de réaliser les ajustements en faisant varier de façon séquentielles ce qui peut influencer l'extraction du nombre de quarkonia. En plus des différentes modélisations, nous avons utilisé deux différentes fenêtres de masse : [2 ; 5] et [2,3 ; 4,3].

De plus, les ajustements ont été fait pour les deux périodes différentes h, i, pour la somme des deux h+i, et pour deux conditions sur les déclencheurs : les collisions détectées par le T0 ou par le V0. On peut voir sur les figures 3.3 et 3.4 différents ajustements avec les données en points noir, la fonction qui modélise le J/ψ en rouge, celle du ψ' en cyan, le bruit de fond en rouge pointillé et en bleu la somme des différentes fonctions qui ajuste les points de données. Le nombre de J/ψ et de ψ' est calculé à partir de l'intégrale de la fonction les modélisant à 3σ . Le χ^2/ndof représente la qualité de l'ajustement, avec ndof le nombre de degré de liberté. Plus cette variable est proche de 1 et plus la courbe ajustant les points de données est proche de ceux-ci. Pour la suite de notre étude, nous utiliserons le jeu et la fonction de bruit de fond obtenant le meilleur χ^2 moyen sur la somme de tous les ajustements effectués. On trouve que le jeu de paramètres A et l'utilisation de deux exponentielles pour modéliser le bruit de fond dans la fenêtre de masse [2 ; 5] est la modélisation ayant le meilleur χ^2 moyen.

3.2.3 Ajustements du Υ

Pour ajuster le Υ nous avons modélisé le signal avec une DCB et 2 jeux différents de valeurs de paramètres. Le bruit de fond est modélisé par deux exponentielles, deux lois de puissance ou par une gaussienne de largeur variable. Les fenêtres de masses utilisées sont : [8 ; 12] et [8,5 ; 11]. On peut voir sur les figures 3.5 et 3.6 différents ajustements avec en rouge la fonction modélisant le Υ , en cyan la fonction modélisant le Υ' et en magenta la fonction modélisant le Υ'' . Comme pour les ajustements du J/ψ et du ψ' , les points noirs

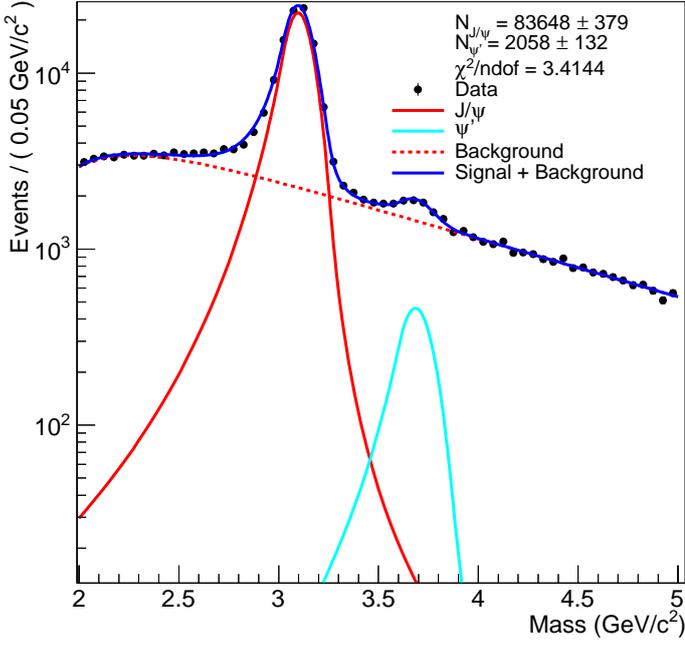


FIG. 3.3: Ajustement du J/ψ et du ψ' avec le set A et deux exponentielles pour la période h+i T0 [2; 5].

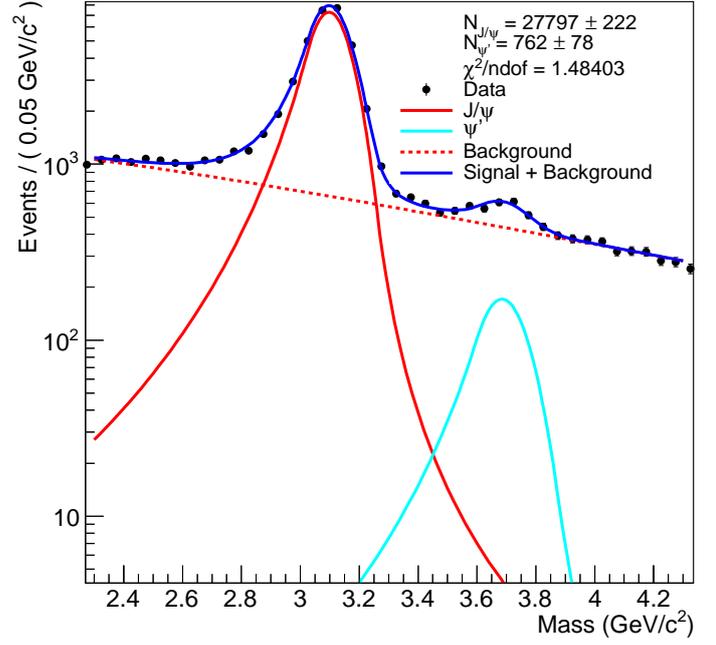


FIG. 3.4: Ajustement du J/ψ et du ψ' avec le set A et une gaussienne de largeur variable pour la période h+i V0 [2,3; 4,3].

sont les données, la courbe en rouge pointillée le bruit de fond et en bleu la courbe finale. De même que pour l'ajustement du J/ψ et du ψ' , nous cherchons la modélisation ayant le meilleur χ^2 moyen pour la suite de notre étude. L'utilisation du jeu L et la modélisation du bruit de fond avec deux exponentielles dans la fenêtre de masse [8; 12] obtient le meilleur χ^2 moyen.

3.3 Erreurs systématiques sur l'extraction du nombre de quarkonia

Les erreurs systématiques sur l'extraction du signal sont estimées par des comparaisons entre les différents ajustements obtenus dans la partie précédente. La figure 3.7 regroupe les valeurs de nombre de quarkonia obtenues par les différents ajustements pour le J/ψ pour chaque période h, i, h+i et pour les deux coupures possibles sur les déclencheurs, T0 et V0. Il y a donc douze points pour les douze ajustements différents obtenus rangés dans l'ordre du tableau 3.2.

TAB. 3.2: Tableau de l'ordre des ajustements.

Set	S	A	I	S	A	I	S	A	I	S	A	I
Modélisation du bruit de fond	Gaussienne			2 Exponentielles			Gaussienne			2 Exponentielles		
Fenêtre de masse	[2; 5]						[2,3; 4,3]					
Légende	SG1	AG1	IG1	SE1	AE1	IE1	SG2	AG2	IG2	SE2	AE2	IE2

La période h+i est la somme des deux périodes h et i au niveau des données. Lorsque l'on ajuste chaque période indépendamment les unes des autres, nous pouvons tester la cohérence des résultats en comparant le nombre de quarkonia obtenus pour la période h+i avec la somme du nombre de quarkonia obtenus avec

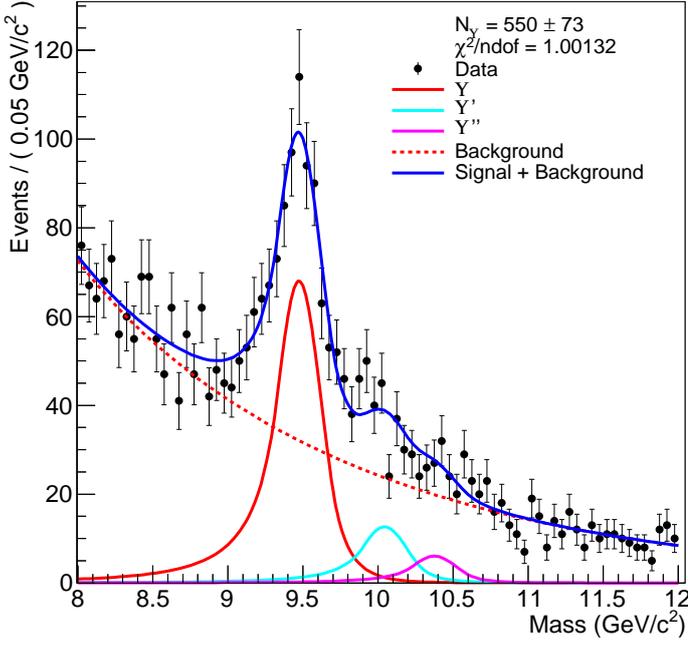


FIG. 3.5: Ajustement du Υ avec le set L et deux exponentielles pour la période h+i T0 [8 ; 12].

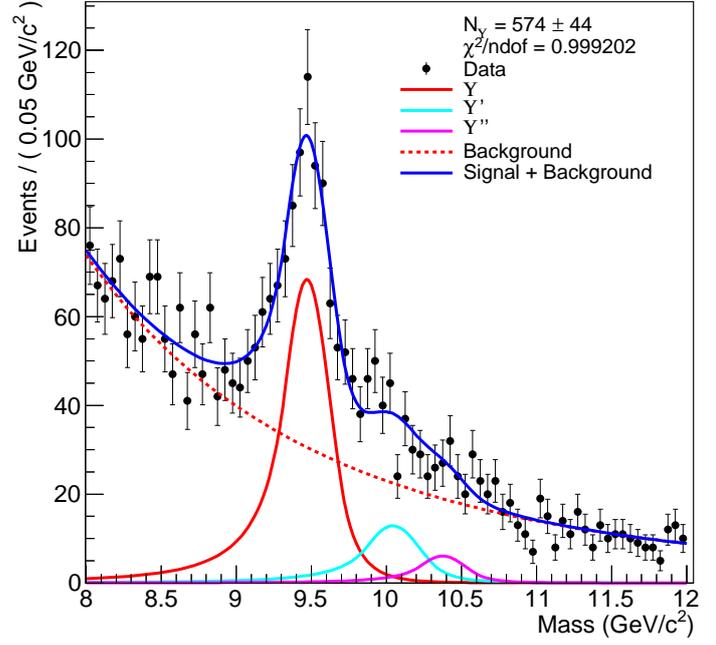


FIG. 3.6: Ajustement du Υ avec le set L et deux lois de puissance pour la période h+i T0 [8 ; 12].

la période h et avec la période i. Les ronds noirs sont le nombre de quarkonia obtenu avec les ajustements, les carrés rouges sont la somme du nombre de quarkonia obtenu avec les ajustements pour les périodes h et i. De plus, la ligne bleu représente la valeur moyenne du nombre de quarkonia de la période (et pour le déclencheurs choisis) et en vert se trouve l'écart moyen défini par :

$$EM = \frac{1}{n} \sum_x |x - V_m|; \quad (3.5)$$

avec n le nombre d'événement et V_m la valeur moyenne.

De ces comparaisons, nous avons obtenus des résultats compatibles pour les différentes périodes et les deux déclencheurs utilisés. Nous avons extrait une incertitude systématique due à l'extraction du signal de 0,3% pour le J/ψ , 3% pour le ψ' et de 4% pour le Υ pour la période h+i avec la statistique des deux déclencheurs.

Dans notre étude, nous avons utilisé les erreurs systématiques liées à l'extraction du signal. Il est important de noter qu'il y a d'autres types d'erreurs systématiques qui ne sont pas pris en compte. On peut citer l'erreur systématique sur le nombre d'événement de biais minimum, la coupure d'empilement d'événement, l'efficacité du trajectographe, les événements sans vertex primaires, la normalisation aux valeurs moyennes. Des études ont été effectuées dans la collaboration ALICE, les résultats obtenus pour l'erreur systématiques due à l'extraction du nombre de J/ψ sont compatibles avec ceux que nous obtenons. En prenons en compte toute les erreurs systématiques, cette étude montre que l'erreur systématique total pour le J/ψ prend comme valeur environ 12 %, montrant que l'erreur systématique due à l'extraction du signal est très faible.

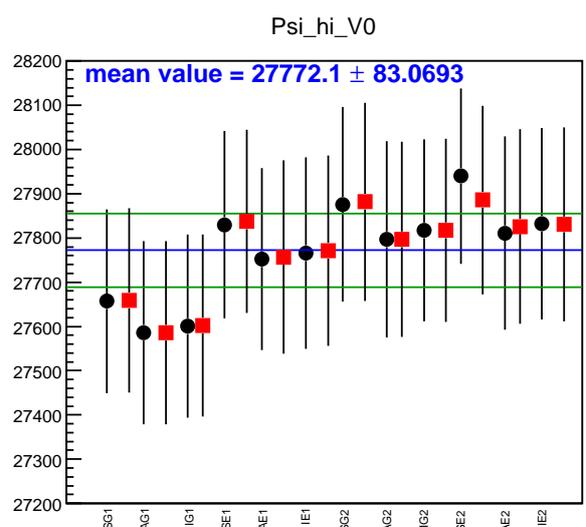
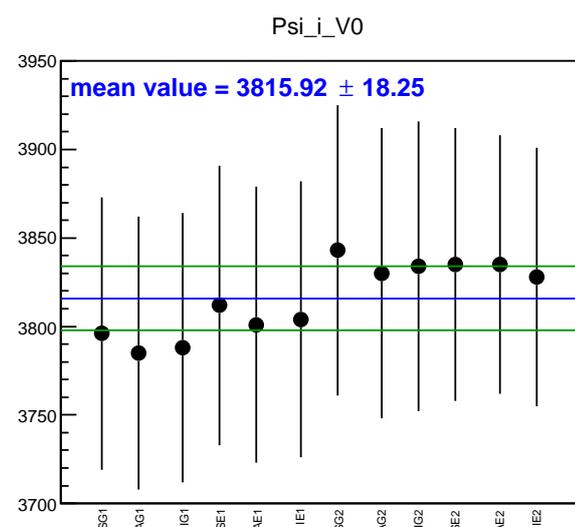
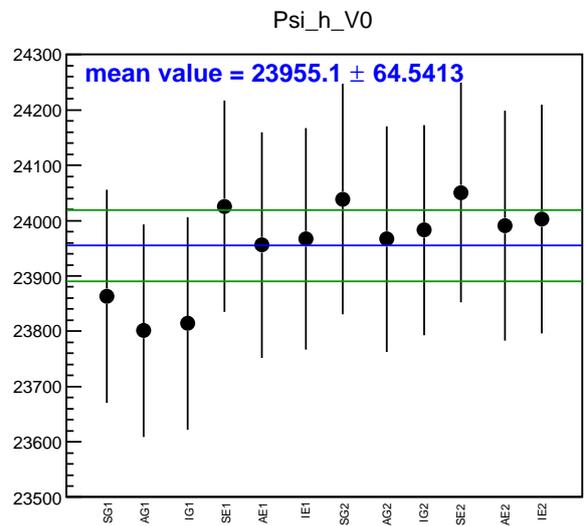
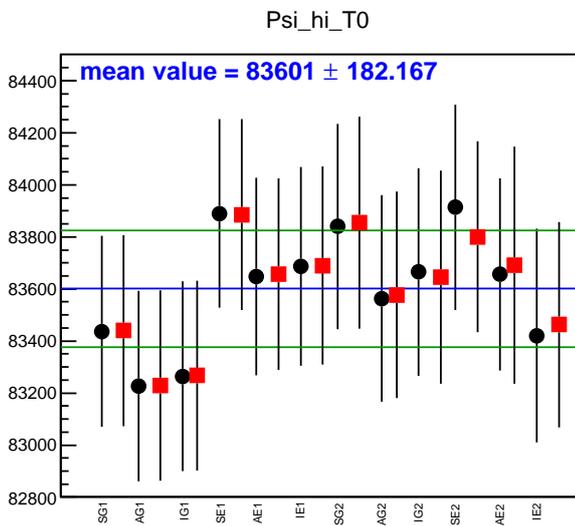
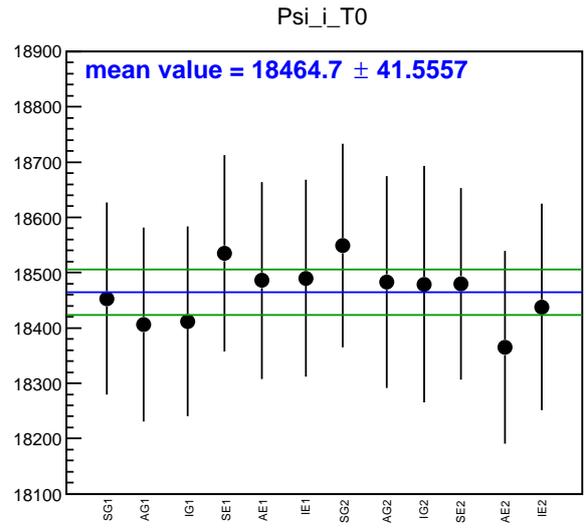
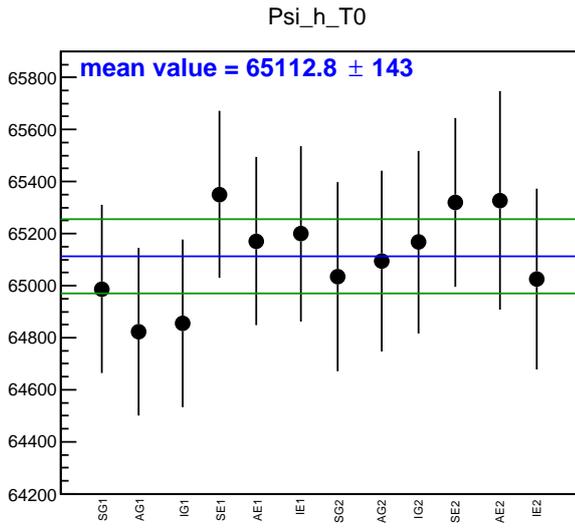


FIG. 3.7: Comparaison des différents ajustements du J/ψ .

4 Taux de production des quarkonia en fonction de la multiplicité de particules chargées

Ce chapitre présente l'étude du taux de production des quarkonia J/ψ , ψ' et Υ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à 8 TeV. Pour obtenir les figures finales, nous devons passer par une étude sur les tranches en multiplicité et extraire le nombre de quarkonia pour une fenêtre choisie du nombre de tracelettes. Le nombre de tracelettes étant proportionnelle au nombre de particules chargées.

4.1 Simulation et tranches en multiplicité

4.1.1 Simulation

En physique des particules, les simulations sont divisées en deux groupes. Il y a les simulations d'événements (Pythia, Herwig,..) et les simulations de détecteurs (Geant4). Les simulations d'événements ont pour but de simuler des événements de collisions de particules. Cela implique alors de reproduire toutes les particules produites lors d'une collision avec toutes leurs caractéristiques physiques et donc de modéliser tous les processus physiques apparaissant dans la collision. Les simulations de détecteurs simulent l'interaction des particules avec le détecteur. En prenant en compte ces deux types de simulations nous pouvons reproduire et comparer les événements aux données réelles obtenues avec le détecteur étudié. Les simulations utilisent les techniques Monte-Carlo (MC) à cause de la nature probabiliste des processus physiques étudiés.

Dans notre étude, l'utilisation de simulation permet d'étudier la réponse du détecteur lors de la reconstruction des tracelettes dans le SPD, nous permettant d'obtenir une erreur systématique sur le nombre moyen de tracelettes utilisé par la suite et sur la relation entre le nombre de tracelettes et le nombre de particules chargées. Cette étude a été initiée par l'observation de la distribution du nombre moyen de particule chargées en fonction du nombre de tracelettes (figure 4.1). Nous obtenons une droite linéaire, ce qui indique une relation de proportionnalité entre le nombre de tracelettes et le nombre de particules chargées. Il reste à étudier les simulations pour obtenir les erreurs systématiques sur le nombre de particules chargées.

4.1.2 Tranches en multiplicité et extraction du nombre de quarkonia

Résultats des simulations

Pour estimer la multiplicité de l'état final d'une collision, nous utilisons le nombre de tracelettes reconstruites dans le SPD. Cependant l'acceptance du SPD varie en fonction de la position du vertex primaire V_z car le SPD ne couvre pas entièrement l'angle solide. Une coupure en $|\eta| < 0,7$ et en $|V_z| < 10$ cm est

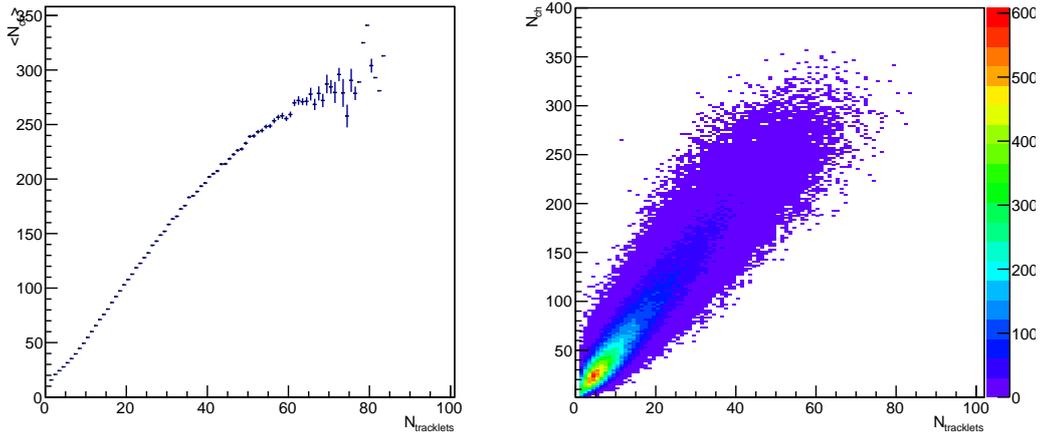


FIG. 4.1: Nombre moyen de particules chargées en fonction du nombre de tracelettes (à gauche). Nombre de particules chargées en fonction du nombre de tracelettes (à droite).

alors utilisée. La figure 4.2 représente le nombre de particules chargées en fonction de V_z pour la simulation étudiée. On observe beaucoup de fluctuations due au manque de statistique mais la distribution est plate. Le nombre de particules étant proportionnelle au nombre de tracelettes, la distribution du nombre de tracelettes en fonction de V_z devrait aussi être plate.

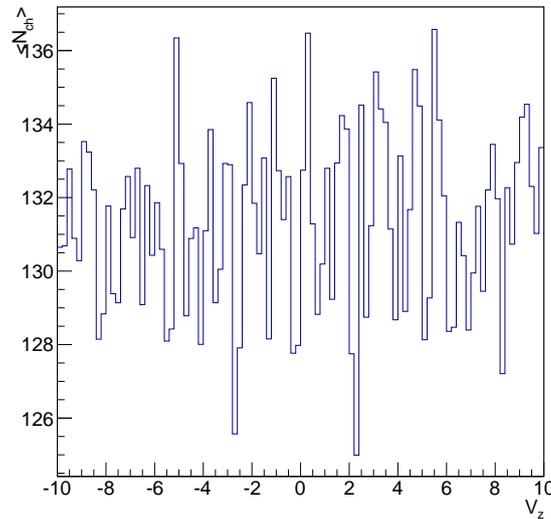


FIG. 4.2: Nombre moyen de particules chargées en fonction de V_z pour une simulation.

En regardant la distribution du nombre moyen de tracelettes en fonction de V_z (figure 4.3, à gauche) nous observons une dissymétrie. Le nombre de tracelettes ne devrait pas dépendre de la position du point d'interaction après coupures comme le montre la figure 4.2 mais notre détecteur n'est pas parfait. Pour corriger cet effet, nous normalisons le nombre moyen de tracelette en fonction de V_z à sa valeur maximale (figure 4.3, à droite) en utilisant la formule suivante :

$$N_{t,corr}(V_z) = N_t(V_z) \frac{\langle N_t(V_{z0}) \rangle}{\langle N_t(V_z) \rangle},$$

avec $N_t(V_z)$ le nombre de tracelette de l'événement, $\langle N_t(V_{z0}) \rangle$ la valeur maximale de la distribution du nombre moyen de tracelette en fonction de V_z et $\langle N_t(V_z) \rangle$ la valeur du nombre moyen de tracelettes pour une valeur V_z donnée.

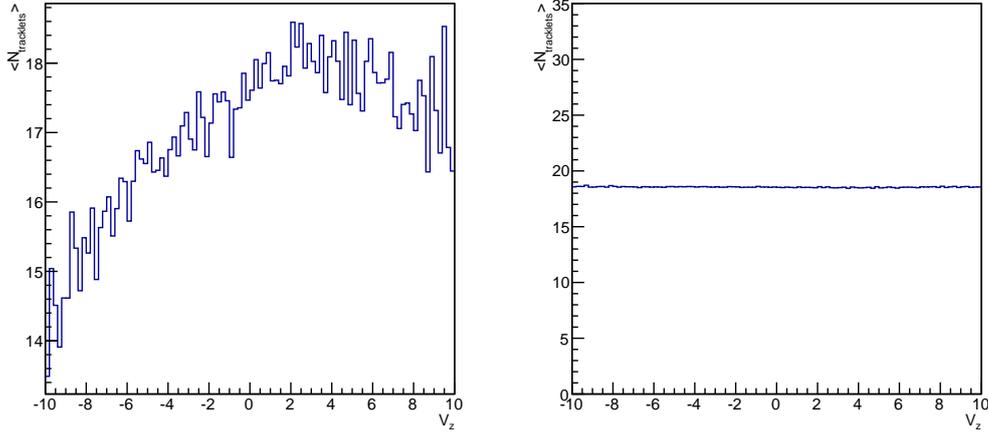


FIG. 4.3: Nombre moyen de tracelettes en fonction de V_z (à gauche) et Nombre moyen de tracelettes corrigé en fonction de V_z (à droite).

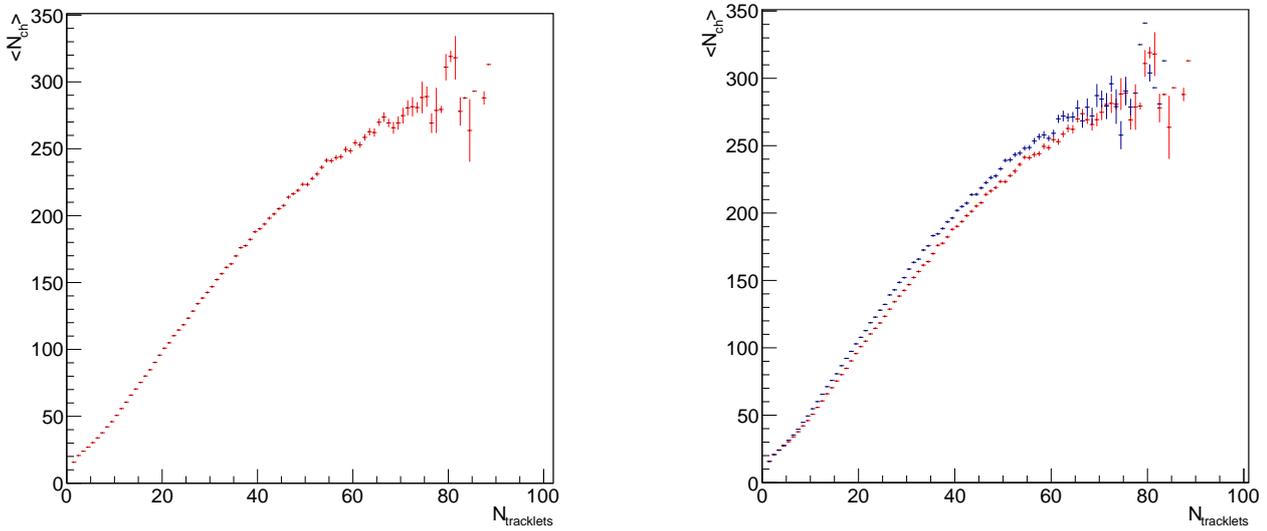


FIG. 4.4: Nombre moyen de particules chargées en fonction du nombre de tracelettes corrigées (à gauche). Nombre moyen de particules chargées en fonction du nombre de tracelettes et du nombre de tracelettes corrigées, en rouge (à droite).

Nous pouvons voir sur la figure 4.4, à gauche, le nombre de particules chargées en fonctions du nombre de tracelettes après la correction. On observe que la distribution est toujours linéaire. Nous avons ajusté

les données dans la fenêtre du nombre de tracelettes $[0; 70]$ avec un polynôme de degré 1 et les résultats obtenus sont similaires pour les deux distributions. La figure 4.4, à droite compare les deux distributions.

Application aux données

La figure 4.5 représente la distributions du nombre moyen de tracelettes en fonction de V_z , avec et sans correction pour nos données. Une fois la correction faite, nous pouvons choisir les tranches en multiplicité. Les tranches choisies sont regroupées dans le tableau 4.1. Il a fallu choisir les tranches en fonction de la statistique obtenus. La figure 4.6, à droite représente le nombre d'événements en fonction du nombre de tracelettes corrigées, nous permettant de choisir les tranches. On obtient 9 tranches pour le J/ψ , 7 tranches pour le ψ' et 4 tranches pour le Υ .

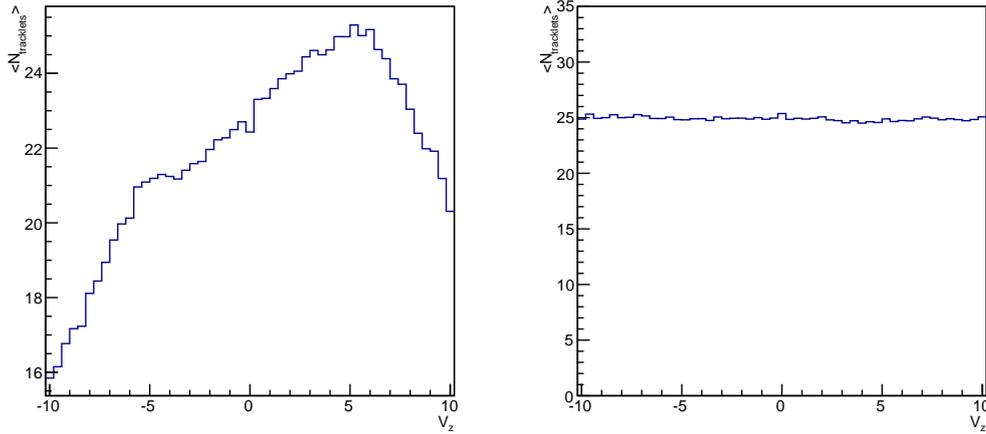


FIG. 4.5: Nombre moyen de tracelettes en fonction de V_z (à gauche) et Nombre moyen de tracelettes corrigé en fonction de V_z (à droite).

Pour obtenir le nombre de quarkonia de chaque tranche en multiplicité de particules chargées, nous ajustons les spectres de masse invariante de chaque tranche en utilisant la même méthode que celle utilisée lors du chapitre 3. Pour ajuster le J/ψ et le ψ' , nous avons utilisé le jeu de données A, pour la double crystal ball, et le bruit de fond est modélisé par deux exponentielles. Pour le Υ , nous avons utilisé le jeu L et deux exponentielles pour modéliser le bruit de fond (figure 4.7). Pour le J/ψ et le ψ' , la fenêtre de masse utilisée est $[2; 5]$ et, pour le Υ $[8; 12]$. De plus, nous utilisons la statistique en T0 sommée à la statistique en V0. Les nombre de quarkonia obtenus pour chaque tranche sont regroupés dans le tableau 4.1.

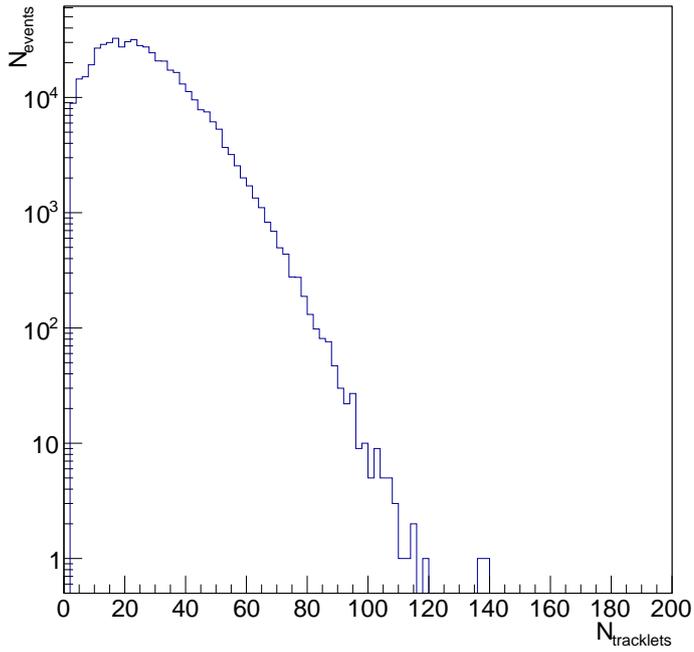


FIG. 4.6: Nombre d'événements en fonction du nombre de tracelettes corrigées.

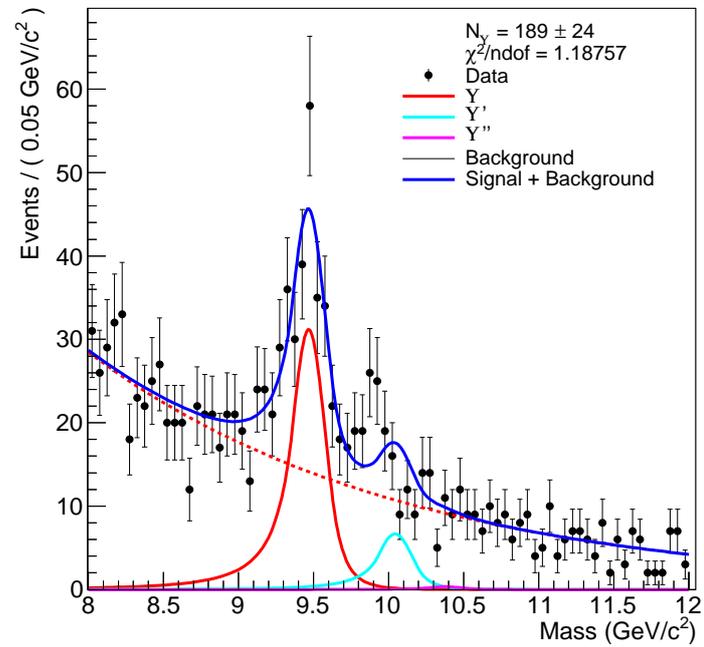
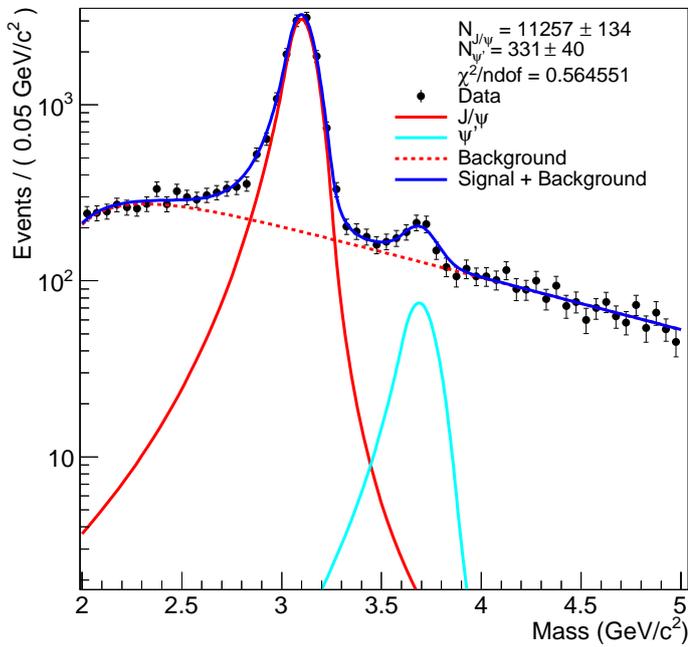


FIG. 4.7: Ajustement du J/ψ et du ψ' dans la tranche en multiplicité [0-8] (à gauche) et ajustement du Υ dans la tranche en multiplicité [14-24] (à droite).

TAB. 4.1: Tableau des tranches en multiplicité de particules chargées et du nombre de J/ψ , de ψ' et de Υ extrait.

Tranche en multiplicité	Nombre de J/ψ	Nombre de ψ'	Nombre de Υ
[0; 8]	$11257 \pm 134^{(stat)} \pm 34^{(syst)}$	$331 \pm 40^{(stat)} \pm 10^{(syst)}$	-
[8; 16]	$26030 \pm 206^{(stat)} \pm 79^{(syst)}$	-	-
]16; 24]	$27344 \pm 209^{(stat)} \pm 83^{(syst)}$	-	-
]24; 32]	$20570 \pm 181^{(stat)} \pm 62^{(syst)}$	-	-
]32; 40]	$12850 \pm 154^{(stat)} \pm 39^{(syst)}$	-	-
]40; 50]	$7618 \pm 120^{(stat)} \pm 23^{(syst)}$	-	-
]50; 60]	$2790 \pm 77^{(stat)} \pm 9^{(syst)}$	-	-
]60; 70]	$870 \pm 40^{(stat)} \pm 3^{(syst)}$	-	-
]70; 100]	$349 \pm 24^{(stat)} \pm 2^{(syst)}$	-	-
]8; 14]	-	$450 \pm 54^{(stat)} \pm 14^{(syst)}$	-
]14; 20]	-	$505 \pm 56^{(stat)} \pm 16^{(syst)}$	-
]20; 24]	-	$327 \pm 50^{(stat)} \pm 10^{(syst)}$	-
]24; 28]	-	$331 \pm 50^{(stat)} \pm 10^{(syst)}$	-
]28; 34]	-	$314 \pm 50^{(stat)} \pm 10^{(syst)}$	-
]0; 14]	-	-	$228 \pm 41^{(stat)} \pm 10^{(syst)}$
]14; 24]	-	-	$189 \pm 24^{(stat)} \pm 8^{(syst)}$
]24; 34]	-	-	$171 \pm 35^{(stat)} \pm 7^{(syst)}$
]34; 100]	-	$409 \pm 74^{(stat)} \pm 13^{(syst)}$	$167 \pm 32^{(stat)} \pm 7^{(syst)}$

4.2 Taux de production relatif des quarkonia en fonction de la multiplicité de particules chargées

Une fois obtenues les tranches en multiplicité de particules chargées et le nombre de quarkonia pour ces tranches, nous calculons le taux de production relatif des quarkonia. Nous prenons comme exemple le cas du J/ψ pour toutes les formules suivantes, mais on utilise les mêmes pour le ψ' et pour le Υ . Le taux de production relatif est défini comme étant :

$$\frac{dN_{J/\psi}/dy}{\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle} = \frac{N_{J/\psi}(bin) \cdot N^{T0+V0}}{N^{T0+V0}(bin) \cdot N_{J/\psi}},$$

avec $N_{J/\psi}(bin)$ le nombre de J/ψ produits dans la tranche en multiplicité considérée, $N_{J/\psi}$ le nombre de J/ψ produits dans toute la multiplicité, N^{T0+V0} le nombre d'événements de biais minimum détecté par le T0 et le V0 et $N^{T0+V0}(bin)$ le nombre d'événements de biais minimum détecté par le T0 et le V0 dans la tranche en multiplicité considérée. On utilise le taux de production relatif pour pouvoir comparer les valeurs que nous obtenons avec les valeurs obtenues pour d'autres études. Cette variable est utilisée comme ordonnée et les valeurs obtenues se trouvent dans le tableau 4.2. L'erreur associée aux taux de production est calculée comme étant :

$$\Delta \frac{dN_{J/\psi}/dy}{\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle} = \frac{dN_{J/\psi}/dy}{\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle} \cdot \left(\frac{\Delta N_{J/\psi}(bin)}{N_{J/\psi}(bin)} + \frac{\Delta N_{J/\psi}}{N_{J/\psi}} \right),$$

avec $\frac{dN_{J/\psi}/dy}{\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle}$ le taux de production relatif pour la tranche en multiplicité considérée, $N_{J/\psi}(bin)$ le nombre de J/ψ produits dans la tranche en multiplicité considérée, $\Delta N_{J/\psi}(bin)$ l'incertitude sur le nombre

de J/ψ produits dans la tranche en multiplicité considérée, $N_{J/\psi}$ le nombre de J/ψ produits dans toute la multiplicité et $\Delta N_{J/\psi}$ l'incertitude sur le nombre de J/ψ produits dans toute la multiplicité. Pour obtenir l'erreur systématique sur N^{T0+V0} et $N^{T0+V0}(bin)$ il faudrait faire une étude sur des simulations mais nous n'avons pas eu le temps. De plus, l'incertitude sur le nombre de quarkonia (total et par tranche en multiplicité) prend en compte l'incertitude statistique et systématique, défini comme :

$$\Delta N_{J/\psi} = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{syst}^2},$$

avec σ_{stat} l'erreur statistique associée et σ_{syst} l'erreur systématique. Il est intéressant de noter qu'une étude a été effectuée dans la collaboration ALICE [15] sur l'erreur systématique due à l'extraction du nombre de J/ψ dans chaque tranche en multiplicité. Les valeurs obtenues dans les tranches avec le plus de statistique sont compatibles avec l'erreur obtenue dans notre étude. Pour les hautes multiplicité, l'erreur obtenus monte jusqu'à 1,75 %.

Après avoir obtenue l'ordonnée, nous allons calculer l'abscisse, qui est la densité relative du nombre de particules chargées. Elle est défini comme étant :

$$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle} = \frac{\langle NTRK(bin) \rangle}{\langle NTRK \rangle},$$

avec $\langle NTRK(bin) \rangle$ le nombre moyen de tracelettes dans la tranche en multiplicité considérée et $\langle NTRK \rangle$ le nombre total de tracelettes, $\langle NTRK \rangle = 11.31$ dans notre étude, les valeurs obtenues se trouve dans le tableau 4.2.

TAB. 4.2: Tableau des taux de production relatif du J/ψ , du ψ' et du Υ pour différentes tranches en multiplicité et de la densité relative moyenne du nombre de tracelettes.

Tranche en multiplicité	$\frac{dN_{J/\psi}/dy}{\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle}$	$\frac{dN_{\psi'}/dy}{\langle dN_{\psi'}/dy \rangle}$	$\frac{dN_{\Upsilon}/dy}{\langle dN_{\Upsilon}/dy \rangle}$	$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$
[0 ; 8]	0.23 ± 0.01	0.35 ± 0.07	-	0.47
[8 ; 16]	0.93 ± 0.02	-	-	1.09
]16 ; 24]	1.52 ± 0.02	-	-	1.77
]24 ; 32]	2.42 ± 0.04	-	-	2.45
]32 ; 40]	3.83 ± 0.07	-	-	3.15
]40 ; 50]	4.99 ± 0.11	-	-	3.93
]50 ; 60]	5.25 ± 0.17	-	-	4.78
]60 ; 70]	6.14 ± 0.32	-	-	5.67
]70 ; 100]	9.63 ± 0.74	-	-	6.80
]8 ; 14]	-	1.09 ± 0.22	-	0.99
]14 ; 20]	-	1.59 ± 0.30	-	1.50
]20 ; 24]	-	2.26 ± 0.52	-	1.95
]24 ; 28]	-	3.35 ± 0.76	-	2.30
]28 ; 34]	-	3.66 ± 0.86	-	2.73
]0 ; 14]	-	-	0.49 ± 0.13	0.82
]14 ; 24]	-	-	1.17 ± 0.26	1.68
]24 ; 34]	-	-	2.66 ± 0.78	2.53
]34 ; 100]	-	4.83 ± 1.24	5.66 ± 1.58	3.92

Les résultats obtenus du taux de production relatif des quarkonia $\frac{dN_{J/\psi}/dy}{\langle dN_{J/\psi}/dy \rangle}$ en fonction de la densité relative du nombre de tracelettes $\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$ sont présentés par les figures 4.8, 4.9, 4.11 et 4.10. Pour les

valeurs des autres études, toutes les erreurs systématiques n'ont pas été prise en compte.

Regardons les résultats obtenus pour le J/ψ sur la figure 4.8. On observe une augmentation linéaire de taux de production relatif. Avec notre étude nous avons pu aller à une plus haute multiplicité que les études déjà effectuées et le taux de production continue à augmenter jusqu'à atteindre environ 10 fois le taux de production moyen pour les collisions de plus grandes multiplicité. L'activité hadronique accompagnant le J/ψ ne suffit pas à expliquer cette observation. Nos résultats sont comparés avec les valeurs publiées pour l'étude à 7 TeV en dimuons et en diélectrons [11] et avec l'étude sur les mésons D à 7 TeV [16]. Les résultats sont compatibles en tenant compte les incertitudes sauf la dernière valeur en diélectrons et les résultats pour les mésons D. On remarque que les résultats en diélectron et ceux des mésons D sont eux compatibles. L'influence du domaine de rapidité pourrait expliquer les différences avec nos valeurs.

La figure 4.9, à gauche représente les résultats pour le ψ' . Aucune mesures n'a été publiée pour cette observable. On observe la même tendance que pour le J/ψ avec des valeurs compatibles pour les deux quarkonia. La figure 4.10 représente l'ajustement de nos valeurs par un polynôme de degré 1. Nous obtenons une valeur de pente de 1.137 ± 0.011 pour le J/ψ et de 1.313 ± 0.152 pour le ψ' , résultats compatibles pour les deux cas en prenant en compte les erreurs associées. De plus, l'état ψ' est moins lié que le J/ψ et la collaboration PHENIX a publié des résultats [17] pour les collisions d+Au montrant un ratio du ψ' sur le J/ψ décroissant avec la multiplicité de particules chargées. Nos résultats suggèrent que le ψ' n'est pas dissocié par le fort environnement hadronique de l'état final à haute multiplicité et demande à être confirmé par une étude plus approfondie des systématiques liées à la mesure.

La figure 4.11 représente les résultats pour le Υ . En comparant les figures 4.10 et 4.11 représentant les ajustements de nos données, nous pouvons voir que nous obtenons une valeur de pente de 1.057 ± 0.241 pour le Υ , valeur compatible avec celle du J/ψ et du ψ' avec les incertitudes associées. A priori aucun effet de la composition en quarks n'est observé. On observe une augmentation linéaire comparable au J/ψ et au ψ' (La figure 4.9, à droite). Nous avons comparé nos valeurs avec celle obtenues par la collaboration CMS dans leur étude à 2,76 TeV [12] et avec les résultats pour les J/ψ non-prompt à 7 TeV dans le canal de désintégration diélectronique [16]. Ces J/ψ non-prompt sont issus de la désintégration des mésons B. En supposant que la décroissance des mésons B est indépendant du reste de l'événement, la mesure des J/ψ non-prompt est un bon indicateur de cette corrélation pour les mésons B. Il est donc intéressant de les comparer aux Υ . Nos résultats sont comparables à ceux des J/ψ non-prompt mais différent de ceux obtenus par CMS, les valeurs sont décalées. Il y a plusieurs causes possible à ce décalage qui demande à être étudiées : la différence d'énergie ou encore une estimation de la multiplicité différente.

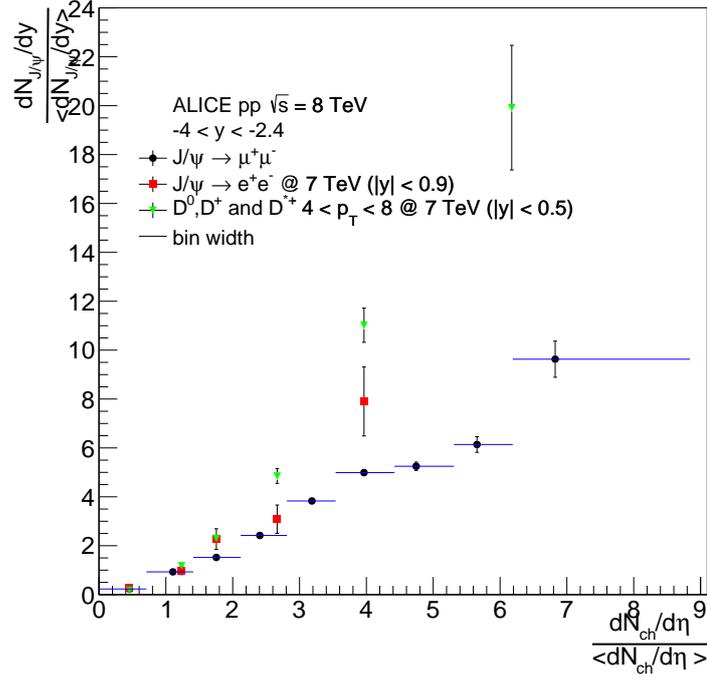
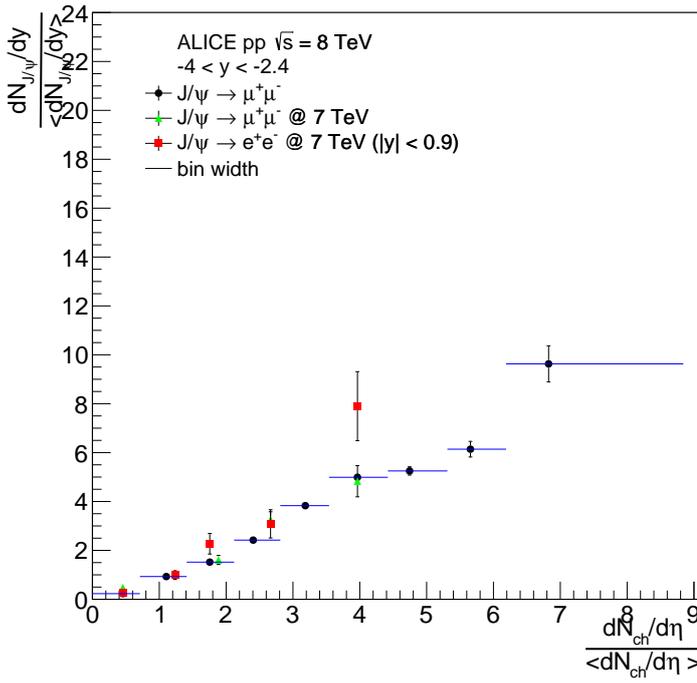


FIG. 4.8: Taux de production relatif du J/ ψ en fonction de la multiplicité de particules chargées.

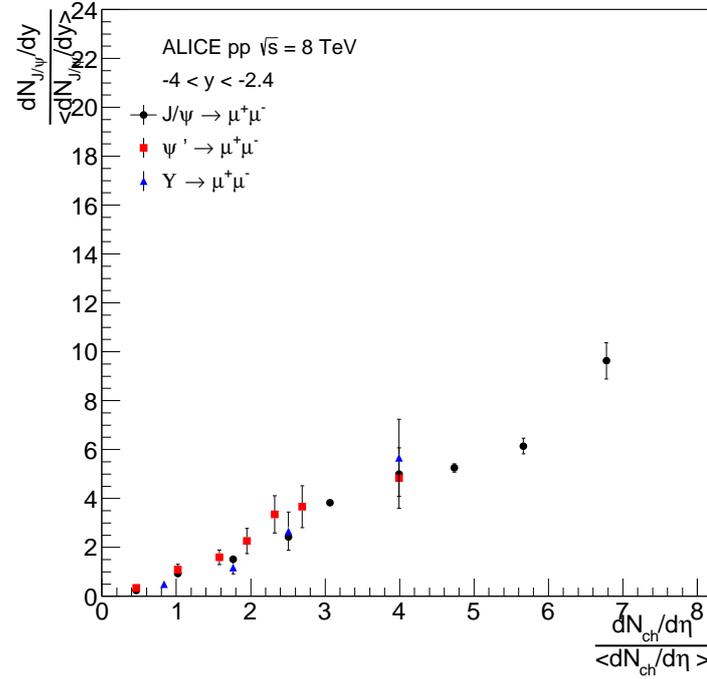
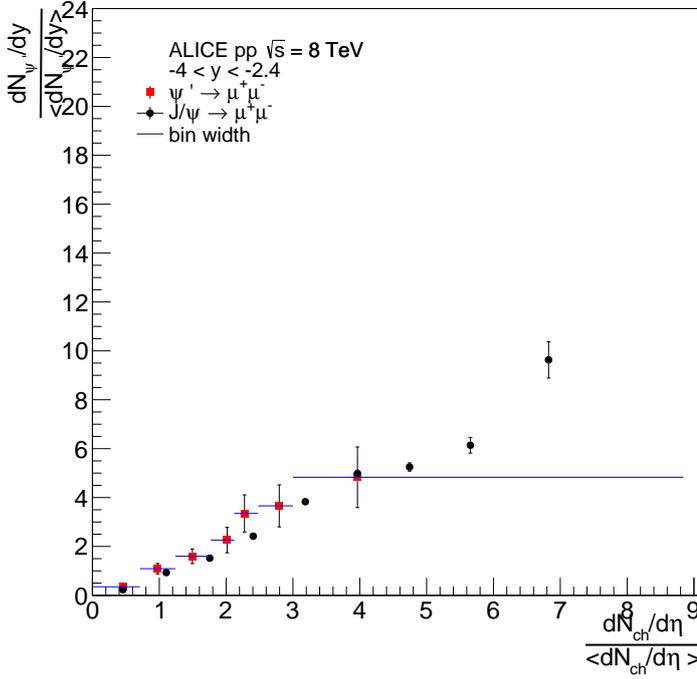


FIG. 4.9: Taux de production relatif du ψ' en fonction de la multiplicité de particules chargées (à gauche). Taux de production relatif du J/ ψ , du ψ' et du Y en fonction de la multiplicité de particules chargées (à droite).

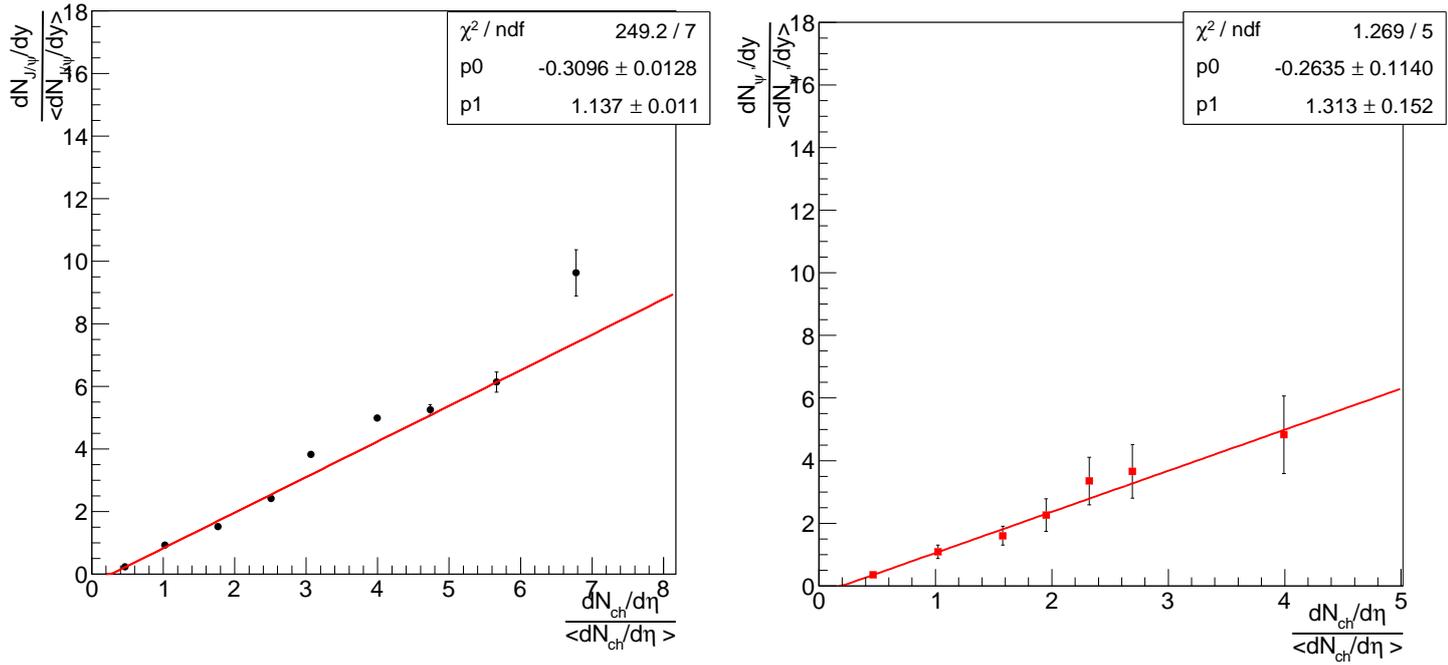


FIG. 4.10: Taux de production relatif du J/ψ en fonction de la multiplicité de particules chargées (à gauche). Taux de production relatif du ψ' en fonction de la multiplicité de particules chargées (à droite).

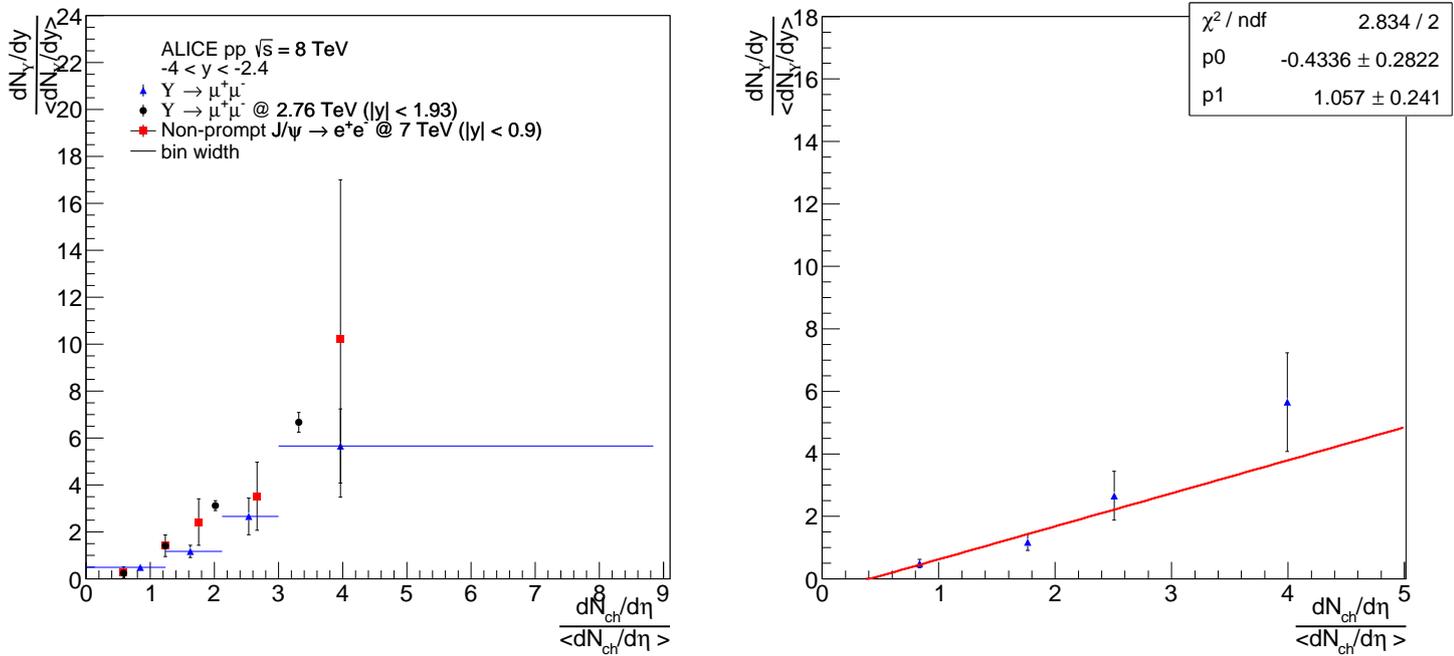


FIG. 4.11: Taux de production relatif du Υ en fonction de la multiplicité de particules chargées (à gauche). Taux de production relatif du Υ en fonction de la multiplicité de particules chargées (à droite).

Conclusion

L'expérience ALICE a pour but de mieux comprendre un état de la matière appelé plasma de quarks et de gluons. Une des sondes de cet état sont les quarkonia, particules composées d'un quark et d'un anti-quark de même saveur. Cependant, nous ne comprenons pas entièrement leurs mécanismes de production dans les collisions hadroniques. Notre but est alors d'étudier les corrélations entre processus dur et processus mous dans les collisions proton-proton à travers l'observation du taux de production relatif des quarkonia en fonction de la multiplicité de particules chargées.

Dans notre étude, le nombre de quarkonia a été mesuré par ajustement des spectres de masse invariante. Nous avons utilisé différentes modélisations pour le signal et pour le bruit de fond lors des ajustements et fait varier de façon séquentielle les paramètres qui pouvaient influencer l'extraction du nombre de quarkonia. Les erreurs systématiques dues à l'extraction du signal ont été estimées pour les trois quarkonia étudiés. Nous avons obtenu une erreur systématique de 0,3 % pour le J/ψ , 3 % pour le ψ' et de 4 % pour le Υ .

Dans une seconde partie, nous avons extrait le nombre de quarkonia par tranche de multiplicité de particules chargées et obtenus les histogrammes du taux de production relatif des quarkonia en fonction de la multiplicité de particules chargées. Pour les trois quarkonia, nous avons observé une augmentation linéaire du taux de production et les résultats sont compatibles avec les autres études effectuées. Pour le J/ψ , nous avons étendue la mesure à haute multiplicité par rapport aux études précédentes, indiquant que l'activité hadronique, à elle seule, ne peut expliquer l'augmentation linéaire. Il n'existe pas de publication concernant le ψ' et cette étude a montrée un comportement similaire à celui du J/ψ qui demande à être confirmé par une étude approfondie des systématiques. Le ψ' montre une augmentation ayant une pente compatible avec celle du J/ψ et cela suggère que le ψ' n'est pas dissocié par le fort environnement hadronique de l'état final à haute multiplicité. Finalement, les résultats du Υ ne montrent aucun effet pouvant provenir de la différence de masse avec les autres quarkonia et donc de leurs compositions en quarks.

Cependant seul les erreurs systématiques dues à l'extraction du signal ont été prises en compte dans notre étude. Une étude plus poussée pour obtenir les erreurs systématiques totales pour les trois quarkonia devra être effectuée.

Dans l'avenir, il serait intéressant d'aller à plus haute multiplicité en profitant de la hausse d'énergie du LHC pour observer l'évolution des taux de production des trois quarkonia. Regarder l'évolution de la pente du ψ' et sa compatibilité avec celle du J/ψ , puis regarder l'influence de la masse des quarkonia à plus haute multiplicité.

Bibliographie

- [1] F. Halzen and A. Martin. *Quark and Lepton*. John Wiley & Sons, 2012.
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group), 2012. *Phys. Rev.* **D86**.
- [3] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(1), 2012.
- [4] T. Matsui. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Phys. Lett. B*, 178(416), 1986.
- [5] P.P. Bhaduri, P. Hegde, H. Satz, and P. Tribedy. An introduction to the spectral analysis of the qgp. In Sourav Sarkar, Helmut Satz, and Bikash Sinha, editors, *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*, volume 785 of *Lecture Notes in Physics*, pages 179–197. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [6] N. Brambilla et al. Heavy quarkonium : progress, puzzles, and opportunities. arXiv :1010.5827, 2010.
- [7] (ed.) P. Bartalini and (ed.) L. Fano. First international workshop on multiple partonic interactions at the LHC. <http://arxiv.org/abs/1003.4220>, 2008.
- [8] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region. *Phys. Rev. D*, 27(1), 1982.
- [9] LHCb Collaboration. Observation of J/ψ pair production in pp collisions at 7 TeV. *Phys. Lett. B*, 707(1), 2012.
- [10] S. Porteboeuf and R. Granier de Cassagnac. J/ψ yield vs multiplicity in pp collisions at the LHC. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 2011.
- [11] B. Abelev et al. [ALICE Collaboration]. J/ψ production as a function of charged particle multiplicity in pp collisions at 7 TeV. *Phys. Lett. B*, 712(165), 2012.
- [12] S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration]. Event activity dependence of v (ns) production in 5.02 tev pPb and 2.76 TeV pp collisions. *JHEP*, 04, 2014.
- [13] ALICE collaboration, 1999. ITS Technical Design Report.
- [14] http://www.hep.shef.ac.uk/edaw/PHY206/Site/2012_course.files/phy206rlec7.pdf.
- [15] Javier Martin. J/ψ Yield vs $\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$ Systematic uncertainties. Jpsi2mumu PAG meeting, 2015.
- [16] ALICE Collaboration. Measurement of charm and beauty production at central rapidity versus charged-particle multiplicity in protonproton collisions at 7 tev. <http://arxiv.org/abs/1505.00664>, 2015.
- [17] PHENIX Collaboration. Nuclear modification of ψ' , χ_c , and j/ψ production in $d + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 111 :202301, Nov 2013.
- [18] Matthieu Lenhardt. *Etude du taux de production des J/ψ et muons simples en collisions proton-proton à l'aide du spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC*. PhD thesis, Université de Nantes, 2012.
- [19] Sarah Porteboeuf. *Etude des processus durs dans les collisions proton-proton et noyau-noyau aux énergies LHC*. PhD thesis, Université de Nantes, 2009.
- [20] Valérie Barret-Ramillien. *Etude des collisions d'ions lourds au LHC avec le spectromètre à muons du détecteur ALICE*. Habilitation à diriger des recherches, Université Blaise Pascal, 2012.

- [21] J.P. Lansberg. On the mechanisms of heavy-quarkonium hadroproduction. *Eur. Phys. J. C*, 61(4), 2009.
- [22] T. Sjostrand and M. van Zijl. A multiple interaction model for the event structure in hadron collisions. *Phys. Rev. D*, 36(2019), 1987.
- [23] P. Bartalini et al. Multi-Parton Interactions at the LHC. <http://arxiv.org/abs/1111.0469v2>, 2011.
- [24] <http://www.cern.ch>.

Résumé

Un des objectifs de l'expérience ALICE au LHC est l'étude des quarkonia. La particularité de cette catégorie de particules est qu'elles sont des sondes du plasma de quarks et gluons. Cependant les mécanismes de production des quarkonia ne sont pas entièrement compris dans les collisions proton-proton. Pour mieux comprendre ces mécanismes, le taux de production des quarkonia en fonction de la multiplicité de particules chargées a été proposé comme observable. Dans ce rapport je présenterais la mesure du taux de production des quarkonia J/ψ , ψ' et Υ en fonction de la multiplicité de particules chargées dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 8$ TeV. Une attention particulière sera portée à l'estimation de l'erreur systématique liée à l'extraction du signal lors des ajustements des spectres de masse invariante des di-muons.

Abstract

One of the main goal of the ALICE experiment at LHC is the study of quarkonia. This particles are probe of the quark-gluon plasma (QGP). Quarkonia production rate is sensitive to the formation of the QGP. However, quarkonia production mechanisms are not completely understood in proton-proton collisions. To improve our comprehension of these mechanisms, quarkonia production as a function of charged particles was proposed as a new observable. In this report, I will discuss the measurement of quarkonia production as a function of charged particle multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. Systematic uncertainties due to the signal extraction via fit on di-muon invariant mass spectrum are studied.