

Thèse de Doctorat

Benjamin AUDURIER

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université de Nantes
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire*

École doctorale : 3MPL – Molécules, Matières et Matériaux en Pays de la Loire

Discipline : Constituants élémentaires et physiques théorique

Spécialité : Physique

Unité de recherche : Laboratoire SUBATECH – UMR 6457

Soutenu le 05 octobre 2017

Thèse N° :

Étude de la production inclusive de J/ψ dans les collisions pp et Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV avec le spectromètre à muon de l'expérience ALICE au LHC

JURY

Président du Jury :	M. Thierry GOUSSET , Professeur, Université de Nantes
Rapporteurs :	M. Patrick ROBBE , Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire Mme Roberta ARNALDI , Chercheur, Istituto Nazionale di Fisica - Turin
Examineurs :	M. Raphaël GRANIER DE CASSAGNAC , Directeur de Recherche, Laboratoire Leprince-Ringuet Mme Silvia MASCIOCCHI , Chercheur, Physikalisches Institut - Heidelberg
Directeur de Thèse :	M. Ginés MARTINEZ , Directeur de Recherche CNRS, SUBATECH
Co-directeur de Thèse :	M. Philippe PILLOT , Chercheur CNRS, SUBATECH



Abstract

The production of charmonium states (for instance J/ψ and $\psi(2S)$) is one of the probes studied to investigate the properties of the Quark-Gluon Plasma (QGP) formed in high-energy heavy-ion collisions. Indeed, the presence of a deconfined medium should modify the charmonium production yield, due to the color screening of the charm quark anti-quark potential. Such a suppression was already observed in heavy-ion collisions at SPS and RHIC energies. In Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV at the LHC, a clear suppression of the J/ψ yield with respect to the one measured in binary-scaled pp collisions (nuclear modification factor R_{AA}) was observed, but much smaller than that at lower collision energies. This observation can be explained by the presence of a new production mechanism, the (re)combination of deconfined charm and anti-charm quarks during the hydrodynamical expansion of the QGP or at the hadronization stage.

In this thesis, we report on the results of the J/ψ production in pp and Pb-Pb collisions measured with the ALICE detector at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ at forward rapidity in the dimuon channel. The cross-section in pp collisions is compared to various model calculations, and is used to compute the R_{AA} in Pb-Pb collisions, which is also compared to theoretical predictions as well as to previous measurements.



Remerciements

Quelle joie de pouvoir enfin écrire cette partie de ma thèse, finalement la plus attendue de toutes! Je souhaiterais tout d'abord remercier tous les membres de jury et mes rapporteurs, pour avoir lu et écouté ce que j'avais à raconter après ces trois années de travail dans leur domaine de recherche qui est maintenant aussi un peu le mien. Merci à tous les gens des services informatiques et logistiques du laboratoire SUBATECH pour leur efficacité. Merci aussi à toutes les instituts et institutions qui m'ont permis de réaliser cette thèse

Je souhaiterais ensuite remercier plus particulièrement mes parents, qui ont fait le déplacement le jour de ma soutenance et qui m'ont toujours soutenue et accompagné tout au long de mes études depuis que je suis tout petit. Surtout que je sais à quel point que cela n'a pas été facile d'accepter l'idée que votre fils, traître à sa famille, préfère les "maths" à la biologie... Merci ensuite à Léo, Lila, Amel, Ihsane et aussi ma sœur qui m'ont beaucoup aidé à préparer ma soutenance. Merci à tous mes camarades de master, avec qui j'ai commencé cette histoire il y a 5 ans lors de mon arrivé à Nantes. Je ne sais pas si nos recherches scientifiques marqueront l'histoire, mais au minimum je peux affirmer avec fierté que des frontières ont été repoussées avec grand succès en ce qui concerne l'humour! À ceux qui diront que c'est parfois allé beaucoup trop loin, je répondrai qu'avec le temps nous aurions pu faire encore pire! Bon courage à ceux qui n'ont pas encore terminé.

Une gratitude infinie à tous les membres de mon groupe de recherche pour m'avoir appris les ingrédients nécessaires pour faire ce métier : l'éthique, le travail, la passion et surtout l'échange. Merci à mon directeur pour avoir su me transmettre un peu de son savoir, mais surtout de son enthousiasme. Merci à Philippe pour m'avoir formé, conseillé, guidé, bref pour m'avoir quasiment tout appris sur la manière dont se doit de travailler un scientifique, en trouvant toujours du temps et sans jamais perdre patience, quand bien même par moment je n'aurai pu me supporter moi-même! Merci à mon shadow supervisor Diego, à Astrid et Hugo avec qui j'ai eu bien du plaisir à travailler et discuter. Merci à Laurent pour ces conseils et son aide précieuse dans le domaine informatique, à Marie et aussi à Guillaume pour sa bonne humeur, à Javier et Lucile pour m'avoir accueilli! Enfin un grand merci à Audrey, pour m'avoir écouté me plaindre, râler, pester, m'enthousiasmer ... bref pour avoir été une amie formidable. Bon courage pour ta dernière année!

Et enfin merci à celle qui est arrivée dans cette histoire par un joyeux hasard (ou pas) au milieu de l'introduction, qui a suivi le cheminement jusqu'à l'épilogue, qui m'accueillait le soir, tard, les yeux fatigués, et m'a toujours écouté quand je partais dans des logorrhées sur cette bestiole étrange qui me prenait la majeure partie de mon énergie et de mon (souvent notre) temps.



La caractérisation de la matière et de ses propriétés ont toujours été parmi les grandes thématiques de la physique depuis ses débuts. Les scientifiques ont découvert au début du XXème que celle-ci était composée d'objets très petits appelés particules élémentaires, caractérisées par des grandeurs comme la masse, la charge électrique ... Après un long travail de synthèse des connaissances théoriques et grâce aux avancées technologiques améliorant la précision des instruments de mesure, ces particules ainsi que leurs interactions ont été étudiées, classifiées, caractérisées au sein d'un modèle physique appelé le modèle standard. Ce modèle permet entre autre une description de l'interaction forte, force élémentaire s'appliquant aux particules possédant une charge de couleur (quarks et gluons), au moyen d'une théorie appelée la **Chromodynamic Quantique (QCD)**. À basse densité d'énergie, le confinement des quarks et des gluons (partons) au sein de hadrons (3 quarks) ou de mésons (2 quarks) nous interdit de les étudier directement et de les considérer comme libres de toutes interactions. Cependant, si cette densité d'énergie dépasse une certaine valeur critique, la **QCD** prédit une transition vers un état déconfiné de la matière, où les quarks et les gluons peuvent se déplacer librement : le **Plasma de Quark et Gluon (PQG)**. C'est précisément la caractérisation de cet état extrême de la matière qui nous intéresse dans cette thèse.

De nos jours, l'étude du **PQG** se fait en laboratoire au travers de collisions de particules très énergétiques dans lesquelles une gouttelette de plasma peut être créée durant un temps infime de l'ordre de ~ 10 fm/c. Ce temps de vie étant bien trop faible pour permettre une mesure directe de cet état déconfiné, il faut alors avoir recours à des méthodes d'études indirectes basées sur la mesure de particules produites lors des collisions (appelées communément sondes) pouvant être affectées par la présence du **PQG**. Parmi ces sondes, l'une des plus étudiées est la famille des charmonia (états liés d'un quark charme et d'un anti-quark charme) et plus particulièrement le J/ψ . En effet, il a été prédit que certaines grandeurs mesurables attachées à cette particule (taux de production, impulsion transverse ...) sont affectées par la présence d'un état déconfiné. Pour quantifier ces effets, la stratégie mise en place consiste à comparer différentes mesures entre des types de collisions où la création d'un plasma est attendue (collisions Pb–Pb) par rapport à des collisions de référence (collisions pp). Par exemple, l'une des mesures les plus évidentes est le facteur modification nucléaire (R_{AA}) défini comme le rapport des taux de production entre les collisions noyau-noyau et pp normalisé au nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon dans les collisions noyau-noyau ($\langle N_{coll} \rangle$).

Cette thèse se propose d'étudier la production du J/ψ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV et pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV mesurée à **rapidité** avant avec le détecteur **ALICE** au **LHC**. La première partie est consacrée à l'introduction du cadre théorique de notre étude. Nous y présentons brièvement le modèle standard ainsi que les bases des connaissances sur la formation du **PQG** dans les collisions d'ions lourds, avant de présenter la particule J/ψ , quelques unes de ses caractéristiques physiques ainsi que différents modèles théoriques décrivant les mécanismes de production. Les effets physiques affectant notre sonde lors de son passage dans un milieu déconfiné sont ensuite présentés. Enfin, ce premier chapitre se termine par un état de l'art des mesures et leurs comparaisons à des modèles théoriques.

La deuxième partie est dédiée à la présentation de notre instrument de mesure, l'expérience **ALICE** située sur l'anneau du **LHC**. Nous commencerons d'ailleurs par donner quelques caractéristiques générales de l'accélérateur de particules, son fonctionnement et la production des faisceaux de particules. Puis nous passerons à la présentation du détecteur **ALICE**. Après une rapide énumération des différents sous-systèmes de détection le composant, une partie plus importante sera consacrée à la description des détecteurs utilisés lors de cette analyse, en particulier le spectromètre à muon. Enfin nous terminerons par une description détaillée des procédures d'acquisition et de traitement des données dans **ALICE**.

La troisième partie est consacrée à l'analyse de la production de J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. Nous présenterons les différents critères de sélection appliqués aux données enregistrées, tant au niveau des événements (collisions) qu'au niveau des traces reconstruites à l'aide du spectromètre à muon. Puis, en partant de la définition de la section efficace de production $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$, nous présenterons chacun des termes la composant. Nous commencerons par décrire la méthode d'extraction du signal, ensuite celle nous permettant d'estimer la correction d'acceptance et d'efficacité du détecteur pour finir par l'estimation de la luminosité. À chaque étape, l'estimation des incertitudes systématiques sera décrite en détail, notamment celles affectant le terme d'acceptance-efficacité. Nous terminerons par la présentation des résultats finaux et leurs comparaisons à différentes prédictions théoriques. Notons que ces mêmes résultats nous serviront de référence dans l'étude de la production de J/ψ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.

C'est d'ailleurs par cette dernière analyse que se termine cette étude. Cette mesure étant très similaire à celle menée dans les collisions pp, ce chapitre suivra le même cheminement que le précédent, en commençant par donner les critères de sélection au niveau des événements et des traces, puis les méthodes d'extraction du signal, d'estimation de la correction d'acceptance-efficacité, pour terminer par la présentation des résultats. Le facteur de modification nucléaire, mesuré pour différents domaines cinétiques en impulsion transverse (p_T) et **rapidité** du J/ψ ainsi que pour différentes centralités de collisions, sera comparé aux prédictions théoriques de plusieurs modèles ainsi qu'à de précédentes mesures effectuées à plus basse énergie, avant de conclure par une discussion des comparaisons donnée / théorie.

Avertissement : Les résultats contenant la mention "ALICE Preliminary" ont été approuvés officiellement par la collaboration comme des résultats préliminaires. Les autres

figures et résultats présentés dans ce manuscrit ainsi que les discussions et conclusions qui en découlent n'engagent que l'auteur de cette thèse et en aucun cas la collaboration [ALICE](#).



Table des matières	ix
1 Contexte théorique et expérimental	1
1.1 Le modèle standard	2
1.2 Le Plasma de Quarks et de Gluons PQG	6
1.3 La sonde dure J/ψ	10
1.4 Références	29
2 Le Détecteur ALICE au LHC	35
2.1 Le LHC : Grand Collisionneur de Hadrons	36
2.2 Le Détecteur ALICE	40
2.3 Acquisition et Traitement des Données dans ALICE	47
2.4 Références	51
3 Analyse de la production de J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV	53
3.1 La tâche d'assurance qualité QA	55
3.2 Sélection des traces et des événements	58
3.3 Extraction du signal	60
3.4 Correction d'Acceptance-Efficacité	67
3.5 Mesure de la luminosité	85
3.6 Résumé des erreurs systématiques	90
3.7 Résultats	90
3.8 Références	97
4 Analyse de la production de J/ψ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV	99
4.1 Définition et mesure de la centralité d'une collision	101
4.2 Sélection des traces et des événements	103
4.3 Extraction du signal	104
4.4 Correction d'Acceptance-Efficacité	110
4.5 Le facteur de Normalisation F_{norm}	121
4.6 Résumé des erreurs systématiques	125
4.7 Résultats	125
4.8 Références	139
5 Conclusion	141
5.1 Références	143

A Résultats pp	I
A.1 Extraction du signal	I
A.2 Acceptance-efficacité	III
A.3 Section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$	VIII
B Résultats Pb–Pb	XI
B.1 Extraction du Signal	XI
B.2 Acceptance-efficacité	XVII
B.3 Résultats R_{AA}	XXV
B.4 Tableau des classes de centralité	XXXVII
C Effet de la composante non-prompte du R_{AA}	XXXIX
C.1 Références	LII
D Taux de production du J/ψ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV	LIII
D.1 Dépendance en centralité	LIII
D.2 Dépendance en p_T	LVI
D.3 Dépendance en y	LX
E Fonctions	LXI
E.1 Crystal-Ball étendue	LXI
E.2 NA60	LXI
E.3 Gaussienne à largeur variable	LXII
E.4 Fonctions de génération des J/ψ dans les simulations MC dans les collisions pp à 5.02 TeV	LXII
E.5 Fonction de générations des J/ψ dans les simulations MC dans les collisions Pb–Pb à 5.02 TeV	LXII
E.6 Fonction utilisée pour l'évaluation du $\langle p_T \rangle$ et du $\langle p_T^2 \rangle$	LXIII
F Divers	LXV
F.1 Groupes de carte locale utilisés dans l'estimation de l'efficacité du déclen- cheur dans les collisions Pb–Pb	LXV
F.2 Tableaux divers	LXV
G Liste des acronymes	LXIX
H Glossaire	LXXIII
Table des figures	LXXV
Liste des tableaux	LXXXIII

CHAPITRE 1

CONTEXTE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTAL

« Vous prenez des hadrons, et vous les mettez dans une grande casserole...Mais hyper solide... En kryptonite la casserole! »

Ginés Martinez

Sommaire

1.1 Le modèle standard	2
1.1.1 Introduction générale	2
1.1.2 Notions de Chromo-Dynamique Quantique QCD	3
1.1.3 Confinement et liberté asymptotique	4
1.1.4 Brisure de la symétrie chirale	5
1.2 Le Plasma de Quarks et de Gluons PQG	6
1.2.1 Diagramme des phases	6
1.2.2 Formation du PQG dans les collisions d'ions lourds	7
1.2.3 L'étude du PQG	8
1.3 La sonde dure J/ψ	10
1.3.1 Spectroscopie du charmonium	10
1.3.2 Production du J/ψ dans les collisions pp	11
1.3.3 Production et évolution du J/ψ dans les collisions $Pb-Pb$	14
1.3.4 Modèles et approches théoriques	20
1.3.5 La théorie face à l'expérience : observables et dernière mesures du LHC	21
1.4 Références	29

LA physique subatomique est le domaine scientifique qui étudie les interactions et la dynamique d'objets physiques appelés particules élémentaires à des échelles typiques plus petites que le rayon standard d'un atome. Elle englobe un grand nombre de problématiques de recherche et se base sur un modèle théorique appelé le modèle standard. Ce dernier constitue la base de nos connaissances actuelles sur la matière, ses constituants et ses interactions.

La première partie de ce chapitre sera dédiée à la présentation de ce modèle et de ses prédictions sur les différents états de la matière nucléaire. Nous introduisons alors l'état déconfiné au cœur de cette étude, le PQG. Nous donnerons quelques unes de ses caractéristiques physiques et nous expliquerons comment celui-ci est formé en laboratoire à l'aide des collisions d'ions lourds dans les accélérateurs de particules. Comme expliqué en introduction, l'étude du plasma est réalisée de manière indirecte au moyen de sondes. Nous présenterons quelques unes d'entre elles, et en particulier celle qui nous intéresse, le J/ψ (état lié d'un quark c et d'un anti-quark \bar{c} charme). Nous verrons en quoi cette particule est intéressante pour l'étude du PQG. Par la suite nous décrirons ses mécanismes de productions et d'interactions avec le milieu déconfiné. Nous terminerons ce chapitre par une présentation des différents résultats obtenus au LHC.

1.1 Le modèle standard

1.1.1 Introduction générale

Le modèle standard est une théorie globale de la matière qui fut élaborée tout au long du XX^{ème} siècle au carrefour de la mécanique quantique [1], de la relativité restreinte [2, 3] et de la théorie des champs quantiques [4]. Il décrit la matière ordinaire et ses interactions non gravitationnelles jusqu'aux échelles subatomiques¹ ainsi que leurs caractéristiques propres telles que leur masse (m), leur charge (e), mais aussi par des nombres quantiques tels que le spin (s), la charge de couleur, la charge électrique, l'hypercharge, le nombre baryonique (B) ou le nombre leptonique (L). La Figure 1.1 présente toutes les particules élémentaires découvertes à ce jour. À partir du spin², deux catégories de particules émergent de cette classification.

La première est celle des fermions ($s = \frac{1}{2}$), qui se subdivise entre 3 générations de quarks (u, d), (s, c), (t, b)³, considérés comme les briques élémentaires des particules composites plus grosses comme les hadrons (3 quarks et/ou anti-quarks) ou les mésons (un quark et un anti-quark), et trois générations de leptons (e, ν_e), (μ, ν_μ), (τ, ν_τ)⁴. Chacun de ces fermions possède une particule d'anti-matière associée possédant les mêmes nombres quantiques mais de charge opposée.

La seconde catégorie est celle des bosons. Ils se caractérisent par un spin entier ($s=0$ ou 1) et sont les médiateurs des interactions fondamentales entre les fermions. Ainsi, le photon γ est le médiateur de l'interaction électromagnétique, les bosons Z^0 et W^\pm ceux de l'interaction faible, le gluon (g) de l'interaction forte et le boson de Higgs-Englert-Broot (H), la

¹c'est-à-dire d'une taille inférieure à celle de l'atome de l'autre de 10^{-19} m

²Moment angulaire intrinsèque aux particules

³Les quarks possèdent une des trois charges de couleur, $B \neq 0$, $L = 0$, $m > 0$ et une fraction de la charge électrique e

⁴Les fermions sont sans charge de couleur, $B = 0$, $L \neq 0$, $m > 0$ et $e = 0$ ou 1

dernière particule du modèle standard découverte à ce jour [5, 6], permet de donner une masse à toutes les particules élémentaires et d'expliquer la masse non nulle des bosons W et Z. Notons au passage que la dernière force fondamentale, la gravité, est la grande absente de ce modèle.

Du point de vue formel, le modèle standard se définit comme une théorie de champs quantiques basée sur les symétries des groupes de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, où $SU(3)_C$ est le groupe de l'interaction forte et $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ceux l'interaction électro-faible, c'est-à-dire l'unification de l'électromagnétisme et de l'interaction faible. Pour une introduction complète à ce modèle, voir [7].

Parmi ces groupes, c'est celui de l'interaction forte qui nous intéresse tout particulièrement. Il décrit les interactions entre les quarks et anti-quarks par l'échange de particules portant une charge de couleur, les gluons. La théorie associée s'appelle la **Chromo-Dynamique Quantique** [8, 9], et nous allons maintenant brièvement la décrire.

	masse →	charge →	spin →
QUARKS	≈2.3 MeV/c ²	2/3	1/2
	≈1.275 GeV/c ²	2/3	1/2
	≈173.07 GeV/c ²	2/3	1/2
	≈4.8 MeV/c ²	-1/3	1/2
	≈95 MeV/c ²	-1/3	1/2
	≈4.18 GeV/c ²	-1/3	1/2
LEPTONS	0.511 MeV/c ²	-1	1/2
	105.7 MeV/c ²	-1	1/2
	1.777 GeV/c ²	-1	1/2
	<2.2 eV/c ²	0	1/2
<0.17 MeV/c ²	0	1/2	
<15.5 MeV/c ²	0	1/2	
BOSONS DE JAUGE	0	0	1
	≈126 GeV/c ²	0	0
	91.2 GeV/c ²	0	1
	80.4 GeV/c ²	±1	1

FIGURE 1.1 – Tableau des particules élémentaires du modèle standard[10].

1.1.2 Notions de Chromo-Dynamique Quantique QCD

Comme mentionné précédemment, la QCD décrit l'interaction entre les particules portant une charge colorée, les quarks (q) et les gluons (g). Dans le cadre de ce travail de thèse, nous ne décrivons pas en détail la construction d'une telle théorie (pour une complète introduction voir [7]) mais nous donnerons quelques caractéristiques et notions essentielles afin de discuter plus tard des modèles théoriques de production et d'interaction du J/ψ . Commençons par rappeler que :

- la couleur est la charge de l'interaction forte, au même titre que la charge électrique est celle de l'électromagnétisme.
- il existe trois états de couleur (rouge, bleue, vert) et leurs anti-charges correspondantes.

- les charges de couleur sont échangées entre les quarks par l'intermédiaire de huit gluons bicolores et doivent toujours être conservées.
- les hadrons et mésons sont toujours neutres de couleur.
- la force de l'interaction est donnée par la constante de couplage α_s

L'une des grandes particularités de la QCD par rapport aux autres théories du modèle standard est la possibilité pour son boson vecteur (le gluon) d'interagir avec d'autres bosons (on parle alors de théorie non-abélienne). En découle deux caractéristiques très importantes : le confinement et la brisure de la symétrie chirale.

1.1.3 Confinement et liberté asymptotique

La vision du vide dans la théorie quantique des champs ne considère pas ce dernier comme l'absence d'interactions, mais plutôt comme un milieu à part entière rempli de fluctuations quantiques. Ces fluctuations impliquent qu'un quark seul ne peut être considéré comme une entité singulière, mais comme porteur autour de lui d'un nuage virtuel polarisé de gluons pouvant fluctuer en paires quark-anti-quark ($Q\bar{Q}$) pendant un bref instant avant que celles-ci ne s'annihilent et retournent dans le vide. Si l'on cherche à prédire la force que subit une charge de couleur s'approchant d'un quark en fonction de la distance, on se rend compte qu'il en résulte deux effets antagonistes :

- un effet d'écrantage, similaire à ce qu'il se passe en [Electro-Dynamique Quantique \(QED\)](#), où la charge de couleur est repoussée au fur et à mesure qu'elle s'approche du quark.
- un anti-écrantage, due au fait que le nuage de gluons peut aussi fluctuer en paires de gluons plutôt qu'en paires $Q\bar{Q}$ et qui tend à attirer les charges colorées entre elles.

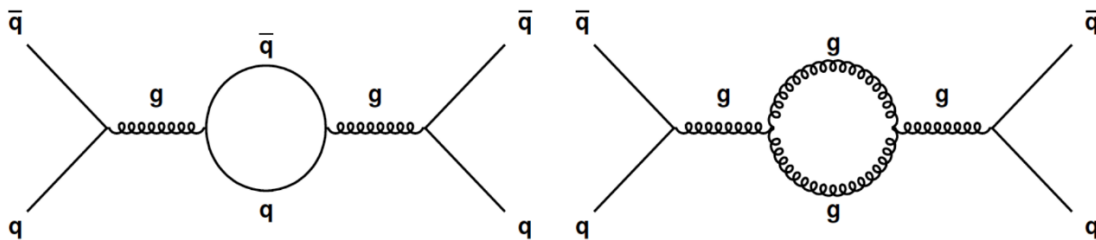


FIGURE 1.2 – Exemple de diagrammes de Feynman de la polarisation du vide et de l'effet d'écrantage (gauche) et anti-écrantage (droit).

Ces deux effets sont représentés par leur diagrammes de Feynman⁵ correspondant Figure 1.2. La somme de tous ces diagrammes permet le calcul de la constante de couplage α_s en fonction de l'impulsion transférée lors qu'une interaction Q^2 :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}})} \quad (1.1)$$

⁵Un diagramme de Feynman est une représentation diagrammatique de l'amplitude de probabilité associée à une voie indiscernable que peut emprunter virtuellement un processus élémentaire. Pour une introduction complète voir [11]

où n_f est le nombre de saveur des quarks et $\Lambda_{\text{QCD}} (\equiv 200 \text{ GeV})$ est la coupure seuil séparant un traitement perturbatif ou non des interactions QCD. La Figure 1.3 présente les résultats des mesures de cette constante par différentes expériences. Nous pouvons voir que sa valeur diminue à haute énergie (petite distance d'interaction), permettant de considérer les quarks comme des particules partiellement singulières (*liberté asymptotique*), mais aussi qu'à basse énergie (longue distance d'interaction), sa valeur augmente fortement. C'est pour cette raison que l'on dit des quarks qu'ils sont *confinés* à l'intérieur de particules neutres de couleur.

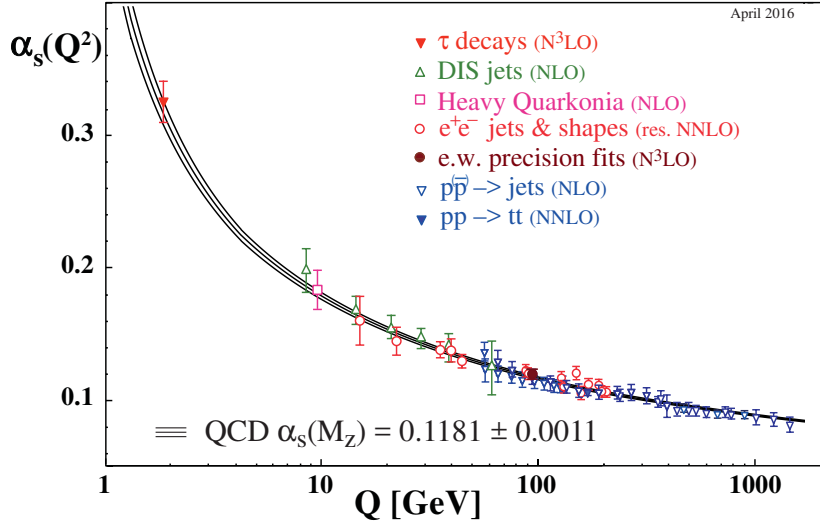


FIGURE 1.3 – Résumé des mesures de la constante α_s en fonction de l'échelle d'énergie Q^2 [12].

1.1.4 Brisure de la symétrie chirale

Une autre propriété majeure du lagrangien de la QCD est, en l'absence de masse pour les quarks ($m_q = 0$), la symétrie chirale. Autrement dit, celui-ci est symétrique par transformation de l'hélicité⁶ des quarks. Ainsi, le champ de quarks étant composé de quarks droits (ψ_R) et gauches (ψ_L), cette symétrie se caractérise par :

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \langle \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L \rangle = 0 \quad (1.2)$$

Cependant, de par les caractéristiques intrinsèques du vide, il y a brisure spontanée de la symétrie à basse énergie ($\langle \bar{\psi}\psi \rangle \neq 0$). Concrètement, cela se traduit par exemple par le fait qu'un quark gauche interagissant avec le vide s'annihile avec un anti-quark gauche pour former un quark droit. Cette brisure de symétrie explique aussi l'existence des 8 bosons de Goldstone ($\pi^0, \pi^\pm, K^0, K^\pm, \bar{K}^0, \eta_s$) du modèle standard [13]. Cependant, nous nous attendons à une restauration de cette symétrie chirale à haute densité d'énergie, signature de la présence d'une transition de phase de la matière hadronique vers un autre état, le PQG [14, 15].

⁶L'hélicité h d'une particule est la projection de son spin dans la direction de son impulsion. Par exemple, pour une particule de spin $s = 1/2$, deux états sont possibles ($h = \pm 1/2$, soit droit soit gauche)

Dans la réalité, les quarks possèdent une masse, empêchant une parfaite restauration de la symétrie chirale à haute densité d'énergie. Cependant, une totale restauration de cette symétrie est souvent admise en première approximation pour les quarks les plus légers (u, d, s) car leur masses sont inférieures à Λ_{QCD} .

1.2 Le Plasma de Quarks et de Gluons PQG

1.2.1 Diagramme des phases

À haute température, les quarks et les gluons se comportent comme des particules quasiment libres dû à la liberté asymptotique (cf. Sec.1.1.3). Cet état déconfiné de la matière est appelé le plasma de quarks et de gluons (PQG), et sa création passerait par une transition de phase de la matière hadronique. Son étude permet de tester le cadre théorique de la QCD dans des conditions extrêmes.

Parmi les différentes approches théoriques proposées historiquement pour étudier cet état de la matière, la QCD sur réseau (en anglais *lattice-QCD* (IQCD)) permet l'étude de l'équation d'état de la matière déconfinée de façon non perturbative, basée sur une discrétisation de la QCD. L'avantage des modèles issus de cette théorie est qu'ils peuvent être traités numériquement par des algorithmes informatiques. Du point de vue de la physique, elle permet entre autre d'accéder aux observables thermodynamiques du système qu'elle étudie (pour une discussion sur la IQCD et les autres modèles de description du PQG, voir [16]). À l'aide de ces prédictions, nous pouvons construire le diagramme des phases de la matière hadronique, représenté schématiquement Figure 1.4 (voir [17] pour plus de détails).

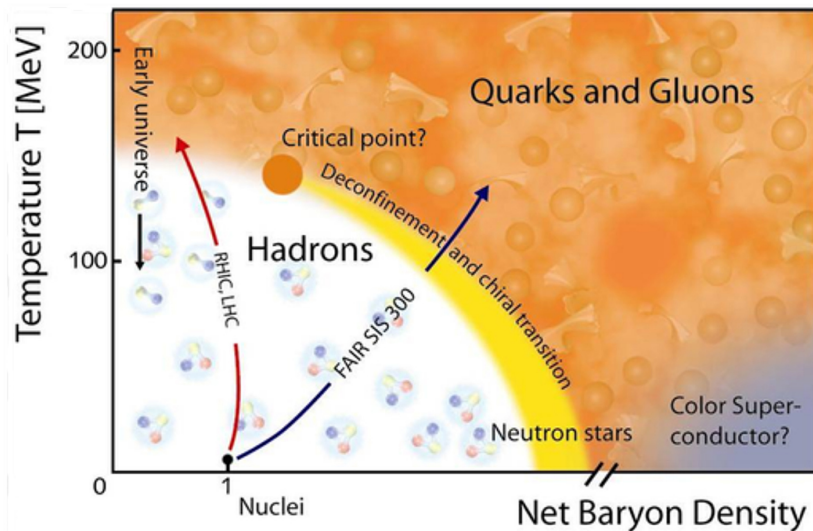


FIGURE 1.4 – Représentation schématique du diagramme des phases de la matière nucléaire.

À potentiel baryonique nul ($\mu_b = 0$), les résultats de la IQCD prédisent une transition de phase (et une restauration de la symétrie chirale) entre la matière confinée et le PQG autour d'une température critique $180 \leq T_c \leq 200$ MeV [18] correspondant à une densité d'énergie critique $\epsilon_c \sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [19]. La signature d'une telle transition serait une rapide augmentation de ϵ_c mais aussi une rapide décroissance de la valeur du condensat de quark ($\langle \bar{\psi}\psi \rangle$) due à la restauration de la symétrie chirale. Quant à la nature de cette transition,

les calculs de QCD sur réseau [20] concluent qu'il ne s'agit pas d'une vraie transition de phase mais d'un cross-over impliquant une évolution rapide des propriétés de la matière sur une petite variation de température entre 150-200 MeV. L'origine du cross-over serait la masse non nulle des quarks u , d et s , notamment le quark s avec une masse de 100 MeV.

Toutes ces questions sur la nature du PQG et sur la caractérisation de la transition de phase font parties des grandes thématiques de la physique subatomique. Pour pouvoir obtenir certaines réponses, il est nécessaire pour les physiciens de réussir à créer un tel état de la matière en laboratoire, notamment grâce aux collisions d'ions lourds dans les accélérateurs de particules.

1.2.2 Formation du PQG dans les collisions d'ions lourds

La stratégie adoptée par la communauté scientifique pour créer du PQG est simple sur les principes, puisqu'il s'agit de réaliser des collisions ultra-relativistes d'ions lourds à très haute énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s_{NN}}$) avec l'objectif d'atteindre une grande densité d'énergie locale. Si celle-ci dépasse la densité critique ϵ_c , une "gouttelette" de plasma se forme. Il va de soit que la compréhension théorique et phénoménologique de l'évolution dynamique de telles collisions est dans les faits loin d'être triviale. Le modèle couramment utilisé pour décrire ces étapes d'évolutions des collisions d'ions lourds est le modèle de Bjorken [21].

Le modèle de Bjorken offre une double description à la fois spatiale et temporelle de l'évolution de notre système⁷ divisée en plusieurs étapes suivant le temps τ écoulé après l'impact initial ($\tau_0 = 0$). Dans ces collisions ultra-relativistes les deux noyaux peuvent être vus comme deux disques plans dans le référentiel du centre de masse à cause de la contraction de Lorentz. Le temps de croisement est alors estimé⁸ grâce à leurs rayons R tel que $\tau_{\text{cross}} = 2R/\gamma$, où γ est le facteur de Lorentz. Deux hypothèses sont posées :

- Le temps de croisement entre les deux noyaux est petit devant le temps caractéristique de l'interaction dans les collisions N-N (τ_{NN}) tel que $\tau_{\text{cross}} \ll \tau_{NN} \approx \frac{1}{2\langle m_T \rangle} \sim 0.2 \text{ fm}/c$ avec la masse transverse moyenne des particules émises $\langle m_T \rangle_{\text{LHC}} \sim 500 \text{ MeV}/c^2$ au LHC. Implicitement, cela se traduit par une création d'un volume de partons hors-équilibre thermique postérieur au croisement des noyaux et dans le sillage de ces derniers. Quantitativement, la condition est validée pour $\sim \sqrt{s_{NN}} > 25 \text{ GeV}/u$.
- La distribution des particules produites lors de la collision est uniforme en rapidité y impliquant une symétrie du système et assurant une densité d'énergie uniforme dans les différentes tranches en rapidité. Cette hypothèse est partiellement vérifiée au LHC à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ [22].

On peut alors définir plusieurs étapes dans l'évolution de la collision suivant le temps après l'impact :

État initiaux des noyaux ($\tau < \tau_0$) : cette étape, précèdent le temps de croisement des noyaux (τ_0) et qui ne fait pas vraiment partie du modèle de Bjorken, est quand même citée ici de par l'importance croissante donnée à la description des états initiaux des particules

⁷Comprendre le milieu nucléaire en évolution lors de la collision.

⁸pour des noyaux identiques

incidentes (que ce soit des noyaux de plomb ou des protons). Pour les décrire, une des variables couramment utilisée est la fraction d'impulsion totale portée par les partons (x), reliée à l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} tel que

$$x = \frac{2 \langle m_T \rangle}{\sqrt{s_{NN}}} e^{\pm y} \quad (1.3)$$

avec m_T la masse du parton et y le domaine en rapidité. Aux énergies du Large Hadron Collider (LHC), la valeur de x peut devenir suffisamment petite pour obtenir un phénomène dit de saturation de gluon [23] que l'on peut comprendre comme une augmentation de la concentration de ces derniers au sein des nucléons⁹. Ce régime est généralement décrit dans le cadre du Color Glass Condensate (CGC) [24], et permettrait d'expliquer certaines mesures récentes faites dans les collisions pp à très haute énergie telles que la présence d'un écoulement élliptique (cf. Sec.1.3.5) [25].

État de pré-équilibre ($\frac{1}{2\langle m_T \rangle} < \tau < t_{eq} \sim 1 \text{ fm}/c$) : juste après la collision, de multiples interactions ont lieu entre les partons créant ainsi un milieu dit de pré-équilibre jusqu'à thermalisation du système.

Formation du PQG et expansion hydrodynamique ($t_{eq} < \tau < 10 \text{ fm}/c$) : si la densité d'énergie critique est dépassée, il y a formation du plasma de quarks et de gluons. Le système se met alors à s'étendre rapidement et peut être décrit par des équations de type hydrodynamique [26].

État mix, phase d'hadronisation ($10 < \tau < 20 \text{ fm}/c$) : au bout d'un certain temps, le système refroidit et la densité d'énergie repasse sous ϵ_c , c'est le début de la phase d'hadronisation.

Gaz de hadrons ($\tau \geq 20 \text{ fm}/c$) : à la fin de l'hadronisation, lorsque tous les partons sont de nouveau confinés, le milieu peut être décrit comme un gaz de hadrons en expansion. À partir d'un temps suffisamment long de l'ordre du rayon du noyau ($\tau_{gel} \sim R$), les particules n'interagissent plus entre elles et voyagent dans le vide jusqu'à atteindre, après d'éventuelles décroissances, le détecteur. C'est la phase de gel (en anglais *Freeze-out*).

Une petite illustration de ces étapes est donnée par la Figure 1.5.

De ce scénario, plusieurs conclusions peuvent être retenues. Premièrement, il est très difficile d'observer directement la phase de déconfinement, notamment à cause de la transition de phase qui fait perdre au système presque toute mémoire de son état antérieur. De plus, la formation d'un PQG est un phénomène très localisé et éphémère. Enfin, les particules ne peuvent être mesurées directement par les détecteurs que bien après la phase de freeze-out. La question est alors de savoir comment nous pouvons l'étudier malgré toutes ces contraintes.

1.2.3 L'étude du PQG

Il devient évident que l'étude des caractéristiques du PQG ne peut se faire que de manière indirecte. L'enjeu est alors de trouver des observables modifiées ou affectées par la

⁹Pour $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$, nous avons $x \sim 2 \times 10^{-4}$. Une collision d'ions lourds doit être vue comme une collision de deux nuages de gluons de petit x remplissant entièrement les deux noyaux.

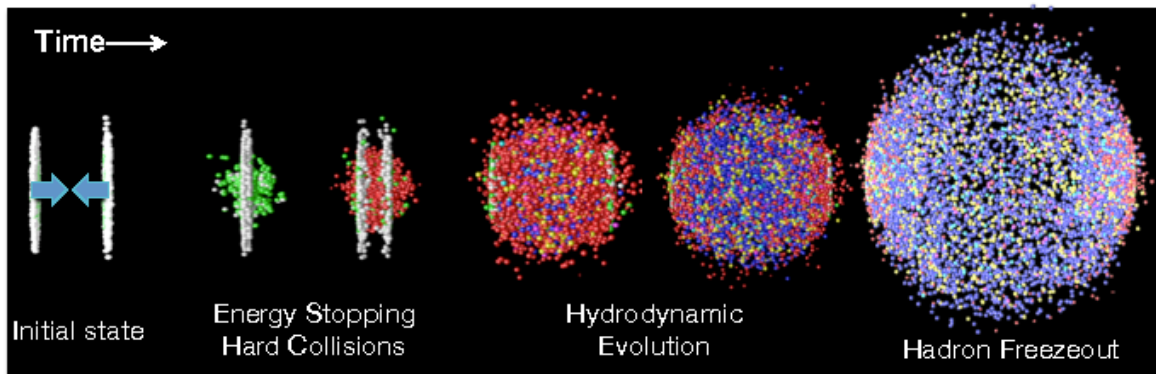


FIGURE 1.5 – Représentation issue de simulations de l'évolution d'une collision d'ions lourds au cours du temps [27].

présence de cet état déconfiné. Ces observables, dérivant toujours de la mesure des particules issues de la collisions, sont elles-même reliées par des modèles théoriques à des propriétés physiques du PQG. En comparant alors les prédictions des modèles théoriques avec les mesures effectuées, nous sommes potentiellement capables de contraindre les valeurs de ces propriétés physiques (viscosité, température ...) et de comprendre la dynamique de l'évolution de notre milieu. Une très bonne discussion sur ces sondes que nous allons résumer ici est disponible ici [28].

Sondes globales de la collision : Ce premier type de sondes permet de remonter aux caractéristiques principales de la collision telles que les paramètres géométriques (centralité, paramètre d'impact...) (cf. Sec.4.1) mais aussi parfois la densité d'énergie initiale. Parmi celles-ci se trouvent la multiplicité des particules chargées ou l'énergie des ions spectateurs.

Sondes de la phase hadronique : Il s'agit principalement d'identifier et de mesurer des vecteurs impulsions des hadrons ($\pi^{\pm,0}, K^{\pm,*}, \Lambda^* \dots$) via leurs produits de décroissances. Les observables sont alors très diverses :

- Distributions en impulsion transverse des différentes espèces de hadrons
- Le facteur de modification nucléaire R_{AA} (cf. Sec.1.3.4)
- Corrélation de paires de hadrons
- ...

Ces mesures permettent l'étude de la phase hadronique et de la phase de gel. Elles nous permettent aussi de remonter aux caractéristiques du milieu telles que la température ou le potentiel chimique baryonique.

Sondes de l'état initial : il s'agit de particules qui n'interagissent quasiment pas avec le PQG (pas de charge de couleur) avec un temps de formation et de vie très court. Il s'agit principalement des bosons électro-faibles Z et W ainsi que les photons directs dont la production et la mesure de leurs produits de décroissance permet d'estimer leur énergie/impulsions. Ces bosons permettent notamment l'étude des **Fonctions de Distribution Partonique** (en anglais **Parton Distribution Function (PDF)**).

Sondes dures : ces sondes permettent d'étudier les premières phases de l'évolution de la collision tel que la thermalisation, le PQG lui-même mais aussi la transition de phase, au nombre desquelles se trouvent la mesure des jets, des photons et dileptons thermiques, les mésons B et D, les hadrons de grands p_T et la production des [quarkonia](#).

Toutes ces sondes ne sont pas mesurées seulement dans les collisions d'ions lourds mais aussi, lorsque c'est possible, étudiées dans d'autres systèmes de collisions afin de faire la distinction entre ce qui relève des mécanismes de productions (collisions pp), des effets nucléaires froids¹⁰ (collisions p-Pb) par rapport aux effets du milieu déconfiné (souvent appelées dans la littérature effets nucléaires chauds).

Dans le cadre de cette thèse, la sonde étudiée appartient à la catégorie des sondes dures puisqu'il s'agit de mesurer la production du J/ψ .

1.3 La sonde dure J/ψ

Le J/ψ est un [quarkonium](#) possédant plusieurs propriétés très intéressantes pour l'étude du PQG que nous allons décrire dans cette partie. Si l'on devait résumer en quelques points, cette particule possède le triple avantage :

- d'être formée au tout début de la collision.
- de posséder un temps de vie supérieur à celui du temps d'hadronisation.
- d'être affectée par la présence d'un milieu déconfiné.

Nous commencerons tout d'abord par présenter la famille des charmonia à laquelle notre sonde appartient, puis nous passerons à la description de ses mécanismes de productions dans les collisions pp. Nous continuerons ensuite par la description des effets nucléaires chauds (collisions Pb-Pb) pouvant affecter notre particule pour terminer par la description des observables expérimentales qui lui sont liées. Les effets nucléaires froids (collisions p-Pb) ne seront pas décrits en détails par soucis de concision sauf pour ceux implémentés explicitement dans les modèles théoriques que nous allons présenter. Pour une revue détaillée et complète de l'état de l'art sur la production des [quarkonia](#) et des saveurs lourdes, autant du point de vue de la théorie ou des données expérimentales aux énergies du LHC, voir [29].

1.3.1 Spectroscopie du charmonium

Est appelé charmonium tout état lié stable d'un quark et d'un anti-quark charm ($c\bar{c}$). Par stable, nous entendons le fait que la masse des états charmonia est plus faible que deux fois la masse d'un méson D ($m_{c\bar{c}} \leq 2m_D$) qui lui est composé d'un quark/anti-quark charm et d'un quark léger. De part la grande masse du quark c ($m_c \sim 1.3 \text{ GeV}/c$), la vitesse du charmonia dans le référentiel au repos (v) est petite. Les états liés peuvent alors être modélisés par des potentiels d'interactions non-relativistes [30] injectés dans l'équation de Schrödinger. Ainsi, le potentiel de liaison est souvent décrit par un potentiel de Cornell [31, 32] tel que :

¹⁰Il s'agit des effets due à l'interaction des nucléons au sein d'un noyau.

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

avec σ le paramètre traduisant la tension du confinement ($\sigma \simeq 0.2 \text{ GeV}/c$) et un terme de type interaction coulombienne avec un paramètre $\alpha \simeq \pi/12$. Résoudre l'équation de Schrödinger avec un tel potentiel donne les différents états liés du charmonia. Le Tableau 1.1 donne un récapitulatif des masses et des énergies de liaisons (ΔE) de quelques uns de ces états. Un graphique les représentant en fonction de leurs masses et nombres quantiques est présenté Figure 1.6.

État	η_c	J/ψ	χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}	$\psi(2S)$
Masse (GeV/c^2)	2.98	3.10	3.42	3.51	3.56	3.69
ΔE (GeV)	0.75	0.64	0.32	0.22	0.18	0.05

TABEAU 1.1 – Masses et énergies de liaisons de différents états charmonia [12]

Concernant notre particule, nous pouvons voir que beaucoup d'états excités décroissent en l'état fondamental J/ψ (état $1s$ de masse $m_{J/\psi} = 3.1 \text{ GeV}/c^2$). Ce ne sont pas les seules décroissances contribuant à la production de J/ψ puisqu'il existe aussi une contribution provenant de la décroissance des quarks b (non indiquée sur la figure). Ainsi, lorsque l'on parle de J/ψ , il faut faire la distinction entre ceux issus soit de la production direct ou de la décroissance de ces états excités ($\sim 24\%$ de la production totale) et de ceux provenant du b ($\sim 10\%$ de la production totale) [33–35]. Les premiers sont nommés dans la littérature J/ψ prompts, les seconds non-prompts¹¹.

1.3.2 Production du J/ψ dans les collisions pp

Les collisions pp permettent l'étude des mécanismes de production standards des sondes utilisées dans l'étude du PQG ou des effets nucléaires froids¹². Une caractéristique importante à retenir est le temps de formation d'une paire $c\bar{c}$ $\tau_f \sim 1/2m_c \sim 0.1 \text{ fm}/c$ dans le cas d'une paire $c\bar{c}$, donc bien inférieur au temps de formation du PQG. C'est pourquoi une bonne connaissance de ces mécanismes est nécessaire, d'autant plus que dans les collisions d'ions lourds, les J/ψ sont essentiellement produits par des processus partoniques de hautes énergies tel que $Q \geq 2m_c \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ avec Q l'énergie nécessaire à la création de notre particule. Cette inégalité permet par ailleurs l'application de théories QCD perturbatives (en anglais *perturbative QCD* (*pQCD*))¹³. À haute énergie, les processus de production d'une paire de quarks lourds $Q\bar{Q}$ à l'ordre dominant (en anglais *Leading Order* (*LO*)) sont représentés par la Figure 1.7. Notons au passage qu'il est important de faire la distinction entre la production d'une paire $Q\bar{Q}$ et la formation d'un état lié *quarkonium*, processus non-perturbatif impliquant des échelle d'énergies de l'ordre de l'énergie

¹¹Lorsque la distinction n'est pas possible par la mesure expérimentale, nous parlons de mesure inclusive.

¹²Les collisions pp sont souvent considérés comme le vide QCD

¹³la *pQCD*, comme beaucoup d'approches perturbatives, trouve son origine dans l'expansion ordonnée de type Taylor de l'intégrale de chemin de Feynman. Les processus physiques sont représentés par des diagrammes dit de Feynman, et possèdent un ordre suivant leur nombre de vertex. Généralement, plus l'ordre est grand, plus la contribution de ce processus à l'amplitude de probabilité finale est petite. Pour une introduction, voir [7]

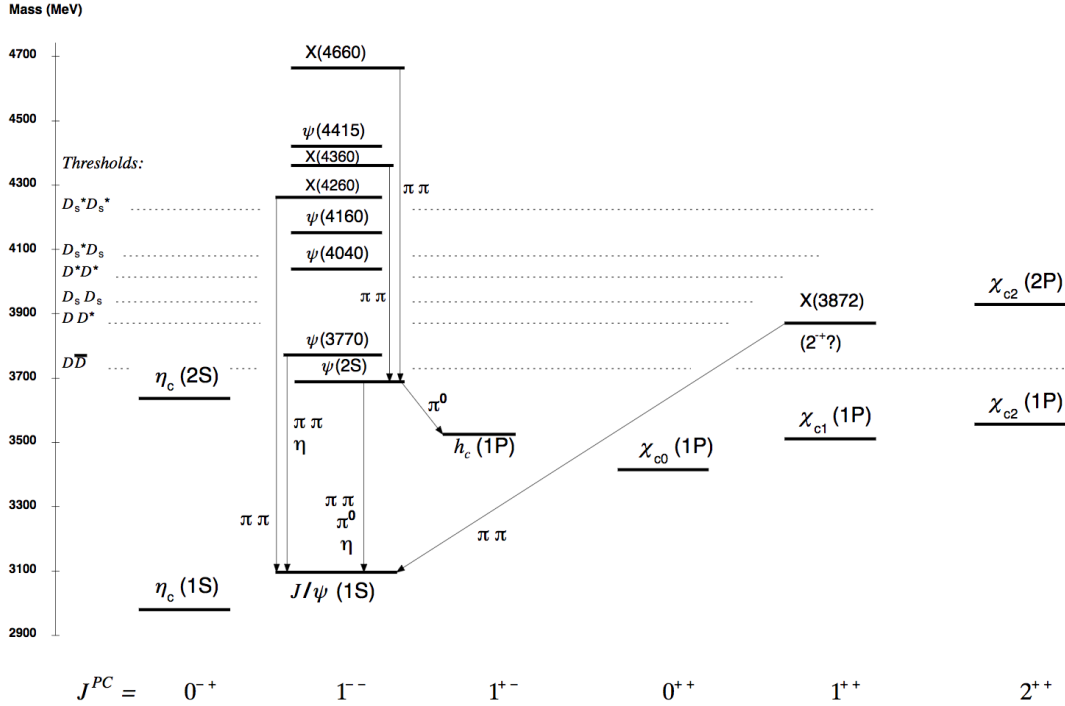


FIGURE 1.6 – Spectroscopie des charmonia en fonction de la masse et des nombres quantiques [12].

de liaisons $m_Q v^{14}$.

Huit états de couleur (octet de couleur) et un état neutre de couleur (singulet de couleur) sont accessibles en principe à notre paire. Les résonances physiques ($c\bar{c} \rightarrow J/\psi$) étant neutre de couleur, les états octets doivent perdre d'une façon ou d'une autre leurs charges colorées tout en conservant les mêmes nombres quantiques que le quarkonia final produit. Par exemple, pour le cas des quarkonia avec $J = 1$ comme le J/ψ , les diagrammes de la Figure 1.7 nécessiteront l'émission d'un gluon. Du point de vue théorique, cette question est toujours ouverte et plusieurs modèles, que nous allons présenter ci-dessous, se proposent de répondre à cette problématique.

Le modèle d'évaporation de couleur

Le premier modèle est celui de l'évaporation de couleur (en anglais **Color Evaporation Model (CEM)**) qui décrit de manière statistique et phénoménologique la probabilité de formation des quarkonia [36, 37]. Dans cette approche très simple, la section efficace de production d'un quarkonium ($\sigma_{\mathcal{Q}}$) est supposée être proportionnelle à celle de la production d'une paire $Q\bar{Q}$ ($\sigma_{Q\bar{Q}}$) entre le seuil cinématique de la production de la paire ($2m_Q$) et celui de la création d'une paire de hadrons H le plus léger contenant un seul quark lourd ($2m_H$) tel que :

$$\sigma_{\mathcal{Q}} = F_{\mathcal{Q}} \int_{2m_Q}^{2m_H} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm_{Q\bar{Q}}} m_{Q\bar{Q}} \quad (1.5)$$

avec $F_{\mathcal{Q}}$ un facteur add hoc relié à la probabilité d'hadronisation de la paire vers l'état \mathcal{Q} et déterminé à partir des données. La couleur pour les états octets est supposée être

¹⁴avec v la vitesse de la paire dans le référentiel propre qui est, on le rappelle, considérée comme petit.

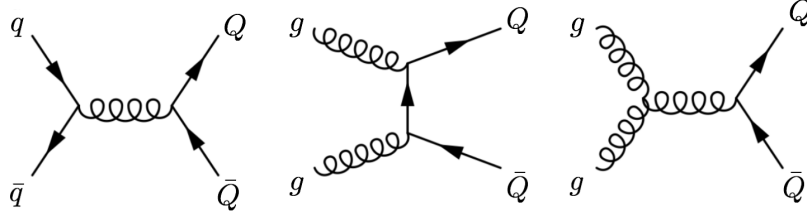


FIGURE 1.7 – Diagramme de Feynman de la production d’une paire de quarks lourds $Q\bar{Q}$ via annihilation de quarks (gauche) ou fusion de gluons (droite).

neutralisée par absorption ou émission d’un gluon induit par le champ de couleur créé par la collision. À cela s’ajoute la supposition que l’état quantique \mathcal{Q} (après hadronisation) et celui de la paire $Q\bar{Q}$ (état initial) sont décorrélés (au moins pour la charge de couleur).

Bien que ce modèle ait obtenu quelques succès dans la reproduction des données de la fin des années 90 [38], il n’échappe pas à plusieurs critiques telles que la supposition implicite mais non prouvée faite d’une factorisation entre l’état $Q\bar{Q}$ et l’état \mathcal{Q} , l’absence de description du mécanisme de perte de couleur et de prédictions sur la polarisation (cf. Sec.1.3.5) des [quarkonia](#).

Le modèle du singulet de couleur

Le deuxième modèle est le modèle du singulet de couleur (en anglais [Color-Singlet Model \(CSM\)](#)) qui lui fait l’hypothèse inverse du [CEM](#) et suppose que l’état quantique de la paire $Q\bar{Q}$ n’évolue pas entre sa création et son hadronisation [39]. Elle est donc créée directement comme singulet de couleur avec les nombres quantiques du [quarkonium](#) finale (le J/ψ par exemple). En utilisant le théorème de factorisation, la section efficace de production $i + j \rightarrow Q\bar{Q} + X$ (avec i, j des partons et X les produits de désintégration) peut s’écrire :

$$d\sigma_{\mathcal{Q}+X} = \sum_{i,j} f_i \cdot f_j \otimes d\hat{\sigma}_{i+j \rightarrow Q\bar{Q}+X} \otimes |\psi_{\mathcal{Q}}(0)|^2 \quad (1.6)$$

avec $f_{i,j}$ les fonctions de distribution partonique ([PDF](#), cf. Sec.1.3.3) et $|\psi(0)|^2$ la probabilité d’hadronisation pouvant être soit estimée à partir des données, soit des prédictions [lQCD](#). Ce modèle ab-initio est pourtant en difficulté pour reproduire correctement les dépendances en p_T de certaines sections efficaces [40]. Notons que les calculs sont toujours en cours, surtout depuis qu’il a été prouvé que les contributions d’ordre α_s^5 ([Next-to-Next-to Leading Order \(NNLO\)](#)) sont plus grandes que le [LO](#).

Le modèle d'octet de couleur et Non Relativistic QCD (NRQCD)

Le modèle d'octet de couleur ([Color-Octet Model \(COM\)](#)) est un modèle se basant sur la théorie effective¹⁵ appelée [NRQCD](#) [42]. Il s'agit d'exprimer de façon plus rigoureuse la probabilité d'hadronisation $Q\bar{Q} \rightarrow \mathcal{Q}$ à l'aide d'éléments de matrice à longue portée ([Long Distance Matrix Element \(LDME\)](#)). Du point de vue technique, une expansion des états $Q\bar{Q}$ en fonction de la vitesse v est ajoutée à la traditionnelle expansion en α_s , rendant les états d'octets de couleur accessibles à la paire, mais aussi les transitions entre ces derniers et l'état singulet via des processus non-perturbatifs. En partant de l'Eq.1.6, le [COM](#) s'écrit lui-aussi sous forme d'une factorisation tel que :

$$\sigma_{\mathcal{Q}+X} = \sum_{i,j} f_i \cdot f_j \otimes d\hat{\sigma}_{i+j \rightarrow Q\bar{Q}+X} \otimes \langle \mathcal{O}_{\mathcal{Q}}^n \rangle \quad (1.7)$$

avec $f_{i,j}$ les [PDF](#) (cf. Sec 1.3.3) et $\langle \mathcal{O}_{\mathcal{Q}}^n \rangle$ les [LDME](#). Ce dernier terme représente la probabilité pour qu'une paire $Q\bar{Q}$ dans un état quantique n hadronise en un état lié \mathcal{Q} [43] et est obtenu à partir aux données expérimentales [44, 45]. La transition entre l'état $c\bar{c}$ vers un J/ψ s'effectue phénoménologiquement au travers de l'émission de gluons non-perturbatifs. Notons que le [LO](#) en v du modèle retrouve les prédictions du [CSM](#).

Même si le [COM](#) est en bon accord avec la description du J/ψ aux énergies du [LHC](#) [46], le principe de factorisation n'a pas été rigoureusement prouvé [47]. Cette raison peut expliquer les difficultés rencontrées par le modèle pour reproduire les données à bas p_T . De plus, ce modèle ne semble pas réussir à reproduire les mesures de polarisation du J/ψ et du $\psi(2S)$ [48, 49] (cf. Sec.1.3.5).

1.3.3 Production et évolution du J/ψ dans les collisions Pb–Pb

Si nous revenons au modèle de Bjorken sur l'évolution de la collision d'ions lourds (cf. Sec.1.2.2), les J/ψ sont en majorité créés aux premiers instants de la collision par le/les mécanismes décrits Sec.1.3.2. Une estimation grossière du temps d'hadronisation donne $\tau_{J/\psi} \sim \frac{1}{\Delta E} \sim 0.3 \text{ fm}/c$, donc de l'ordre du temps de formation estimé du [PQG](#). De plus, le temps de vie de ce dernier avant sa désintégration (en paire de muons par exemple) est de l'ordre de $\tau_{\text{decay}} \sim 10^3 \text{ fm}/c$, donc bien après la phase de freeze-out. La particule peut donc potentiellement garder en mémoire le passage de notre milieu confiné vers un milieu déconfiné. Ainsi, il nous faut savoir s'il existe des mécanismes ou effets physiques affectant le J/ψ lorsque celui-ci se trouve dans un milieu déconfiné.

Dans cette section, nous allons décrire les différents effets nucléaires connus à ce jour affectant le taux de production du J/ψ par rapport au collisions pp en commençant par les effets nucléaires chauds (dus à un milieu déconfiné) puis les effets nucléaires froids (dus à un milieu hadronique standard) (cf. Sec.1.2.3). Pour une revue de ces phénomènes et de l'état de l'art des mesures, voir [29, 50].

Effets nucléaires chauds

Dans cette section, nous nous limiterons à une description très qualitative et assez naïve de ces effets physiques affectant notre sonde. Pour une discussion sur les différents modèles existant qui peuvent les prendre en compte voir Sec.1.3.4.

¹⁵pour une introduction aux théories effectives voir [41]

Écrantage de couleur et suppression séquentielle : historiquement, l’effet nucléaire chaud pilier de l’étude de la production du J/ψ est l’effet d’écrantage de couleur [51]. Analogiquement à l’écrantage électromagnétique, il est attendu que la présence de charges colorées au sein du PQG prévienne la formation d’un état lié $c\bar{c}$, considéré comme un dipôle de couleur. Analytiquement, ce phénomène est reproduit en changeant la dépendance en r du potentiel de liaison de l’Eq. 1.4 par l’introduction d’un terme d’écrantage de Debye [52] :

$$V(r) \sim \sigma r \left(\frac{1 - e^{-\frac{r}{r_D}}}{\frac{r}{r_D}} \right) - \frac{\alpha}{r} e^{-\frac{r}{r_D}} \quad (1.8)$$

où $r_D \propto 1/T$ est le rayon de Debye et représente le rayon moyen entre deux charges de couleur du milieu déconfiné. Naïvement, si la température du milieu T augmente suffisamment pour que $r_D \ll r_{c\bar{c}}$ le rayon de la paire $c\bar{c}$, celle-ci est “dissoute” et ne peut hadroniser en **quarkonium** (Figure 1.8). Bien entendu, cette vision très qualitative est beaucoup plus compliquée à mettre en place lorsque traitée rigoureusement [53].

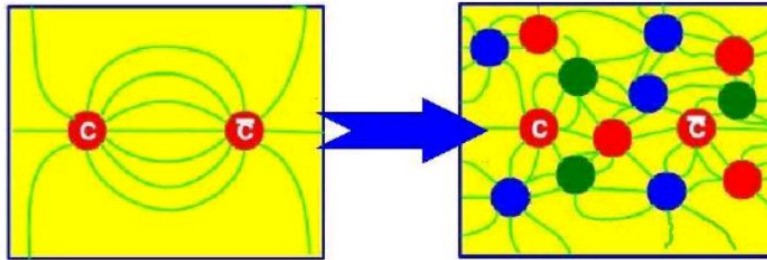


FIGURE 1.8 – Représentation schématique de l’écrantage de couleur. Gauche : dipôle $c\bar{c}$ dans un milieu sans charges colorées. Droite : dipôle $c\bar{c}$ dans un milieu déconfiné

Une prédiction directe de ce mécanisme est *la suppression séquentielle*. Les états liés du $c\bar{c}$ n’ayant pas le même rayon moyen, nous pouvons faire une corrélation entre la probabilité d’hadronisation de notre dipôle de couleur en un certain état **quarkonium** (liée à $r_{c\bar{c}}$)¹⁶ et de la valeur de r_D qui dépend de la température du milieu et donc de la densité d’énergie. Ainsi, chaque état possède une température critique de dissociation propre, plus faible pour les états les moins liés (les plus excités) que les plus stables. D’où l’idée d’utiliser les **quarkonia** comme thermomètre de l’état déconfiné par la comparaison de la production relative des différents états stables et des états excités. Cet effet est illustré pour le J/ψ par la Figure 1.9. Les états charmonia sont supprimés séquentiellement avec l’augmentation de la température du milieu (ou de la densité d’énergie) en commençant par les états les plus excités, entraînant une suppression par palier successif des J/ψ dû à la suppression des états excités du charmonium.

Les températures de dissociations des états charmonia peuvent être estimées grâce à des calculs **lQCD** [47]. Le Tableau 1.2 donne quelques valeurs relatives des températures de dissociation par rapport à la température critique de déconfinement (T_d/T_c).

(Re)combinaison : bien que fort alléchante, l’idée d’utiliser les états charmonia comme thermomètre du PQG est balancée par une nouvelle source de production de paire $c\bar{c}$

¹⁶on peut alors parler de probabilité de survie

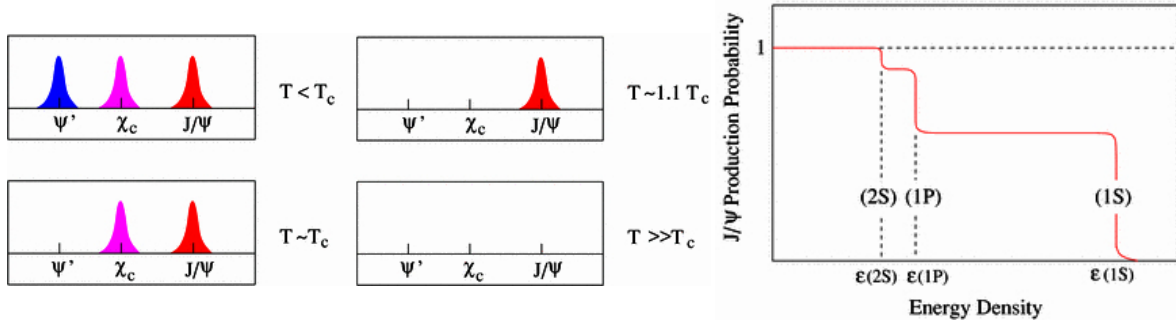


FIGURE 1.9 – Gauche : spectre des charmonia pour différentes températures. Droite : Schéma de la probabilité de survie du J/ψ en fonction de la densité d'énergie [54]

État	J/ψ	χ_c	$\psi(2S)$
T_d/T_c	1.5	1.1	1.1

TABLEAU 1.2 – Température de dissociation relative de différents états charmonia [55]

en compétition avec la suppression par écrantage de couleur. Cet effet, que l'on appelle *(re)combinaison*¹⁷, trouve son origine dans l'augmentation de la section efficace de production charme-anti-charme (σ_{cc}^{pp}) avec l'énergie de collisions dans les processus durs initiaux. La conséquence directe est une augmentation de la concentration de quarks charmes dans le milieu et donc de la probabilité de former des J/ψ issus de paires $c\bar{c}$ décorréliées [56]. Il a aussi été observé dans des collisions noyaux-noyaux que le nombre de quarks charme ($N_{c\bar{c}}$) augmente avec le nombre moyen de collisions binaires proton-proton ($\langle N_{coll} \rangle$) (cf. Sec.4.1) alors que le nombre de hadrons légers composés de quarks u, d (N_h) augmente avec le nombre moyen de participant ($\langle N_{part} \rangle$) (cf. Sec.4.1) de la collision. Cette observation permet de conclure que le nombre de J/ψ augmente plus vite avec la densité d'énergie que le nombre de J/ψ issus des interactions initiales tel que $N_{J/\psi} \propto \frac{N_{c\bar{c}}^2}{N_h}$ (cf. Sec.1.3.3).

Cette nouvelle source pourrait compenser la suppression par écrantage de couleur à haute densité d'énergie (Figure 1.10) et fournir plusieurs prédictions théoriques :

- Puisque $N_{J/\psi} \propto \frac{N_{c\bar{c}}^2}{N_h}$ augmente avec la densité d'énergie, la *(re)combinaison* doit être plus importante dans les collisions centrales que périphériques.
- Il est aussi attendu que la *(re)combinaison* produise plutôt des J/ψ de faibles impulsions transverse dont la distribution en p_T peut encore être décalée vers les basses impulsions transverses par thermalisation des quarks c avec le milieu [57].
- La section efficace $d\sigma_{cc}^{pp}/dy$ diminue avec la **rapidité**, les effets de *(re)combinaison* doivent être décroissants avec la **rapidité**.

Interaction avec le milieu voyageur : Un dernier effet nucléaire chaud (existant aussi pour la matière hadronique froide), est l'interaction du J/ψ avec les partons du milieu qui voyagent avec lui, appelés dans la littérature les co-voyageurs. Cette interaction, très phénoménologique, ne peut être découplée de son modèle théorique correspondant, appelé

¹⁷parfois *(re)génération* dans la littérature

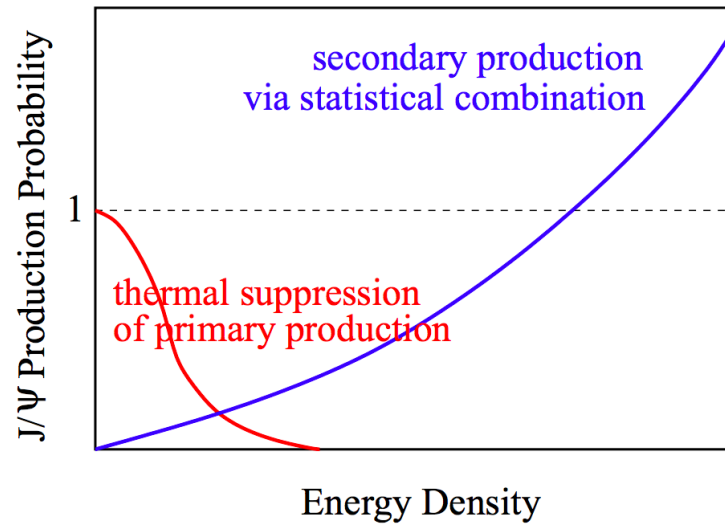


FIGURE 1.10 – Schéma des productions primaires et secondaires du J/ψ en fonction de la densité d'énergie [58]

modèle des co-voyageurs, initialement formulé pour expliquer la suppression relative du taux de production des charmonia et l'augmentation des hadrons étranges au SPS [59–61]. Plus de détails seront donnés dans la Sec.1.3.4 où nous décrivons les modèles.

Effets nucléaires froids

En plus des effets physiques dues à la présence du milieu déconfiné s'ajoutent ceux de la matière hadronique confinée (froide) standard. Ces effets sont généralement étudiés dans les collisions de type proton-noyau (p–Pb par exemple). Ce travail de thèse se focalisant sur les collisions Pb–Pb et pp, nous nous restreindrons aux effets nucléaires froids pris en compte et implémentés dans les modèles. Pour plus des détails, voir [29].

Shadowing : la description des noyaux atomiques se fait généralement par le biais des fonctions de distribution partoniques PDF. Ces fonctions représentent la densité de probabilité de trouver un parton i (quarks ou gluons) possédant une fraction x (cf. Eq.1.3) à une échelle d'énergie Q^2 donnée ($f_i(x, Q^2)$). Comme vu dans la Sec.1.3.2, elles sont utilisées dans les théorèmes de factorisation des sections efficaces pp pour caractériser les états liés des nucléons dans le proton. Ces fonctions ne dépendant pas d'un processus physique particulier (universalité des PDF). Elles peuvent être évaluées à partir de l'expérience grâce à plusieurs mesures de sections efficaces et être utilisées pour faire des prédictions théoriques sur d'autres processus physiques (pour une revue récente et quelques résultats, voir [62, 63]). Un exemple de PDF est donné Figure 1.11 en fonction de x pour Q^2 fixé.

Pour obtenir ces fonctions de distributions partoniques $f_i^A(x, Q^2)$ pour un noyau A (les nuclear Parton Distribution Functions (nPDF)), une des possibilités est de les définir tel que :

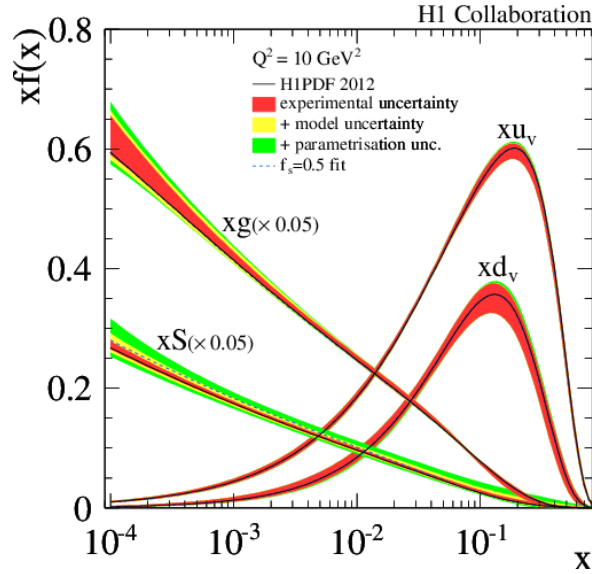


FIGURE 1.11 – Fonctions de distribution partonique des gluons (xg), des quarks de valence (xu et xd) et des quarks de la mer (xS) en fonction de la fraction d'impulsion totale x pour $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ [64]

$$f_i^A(x, Q^2) \equiv \frac{R_i^A(x, Q^2)}{f_i(x, Q^2)} \quad (1.9)$$

Dans cette dernière équation, les informations relatives de la modification des PDF du proton par le milieu nucléaire sont encodés dans le facteur de modification nucléaire $R_i^A(x, Q^2)$ (cf. Sec.1.3.4). Un schéma qualitatif des nPDF est présenté Figure 1.12

Il est alors attendu que dans la région des petits x , aux énergies accessibles du LHC, la valeur de $R_i^A(x, Q^2)$ passe sous l'unité, impliquant une suppression des quarkonia et du J/ψ (*shadowing*). Cet effet peut être compris comme l'interaction de partons de différents nucléons, où à petit x peut exister un recouvrement spatial de ces derniers.

Absorption nucléaire : après la formation d'une paire $c\bar{c}$, l'état de (pré-)résonance est susceptible d'interagir avec les autres nucléons des noyaux et se dissocier, entraînant une diminution de la section efficace de production (on parle alors de "dissociation nucléaire standard"). La probabilité de survie S_{abs} est définie comme [65] :

$$S_{abs} \propto e^{-\rho_a \sigma_{abs} L} \quad (1.10)$$

avec ρ_a la densité nucléaire, σ_{abs} la section efficace effective d'absorption et L la longueur moyenne de matière nucléaire traversée. De part le caractère effectif de cette section efficace, celle-ci peut être dans un premier temps mesurée expérimentalement dans des collisions p-A à différentes énergies (Figure 1.13) et extrapolée à haute énergie dans des collisions A-A à l'aide de formalisme tel que le formalisme de Glauber (cf. Sec.4.1). Il est attendu qu'aux énergies du LHC, cette interaction soit négligeable, le temps de croisement entre le proton et le noyau étant très petit devant le temps de formation de la résonance.

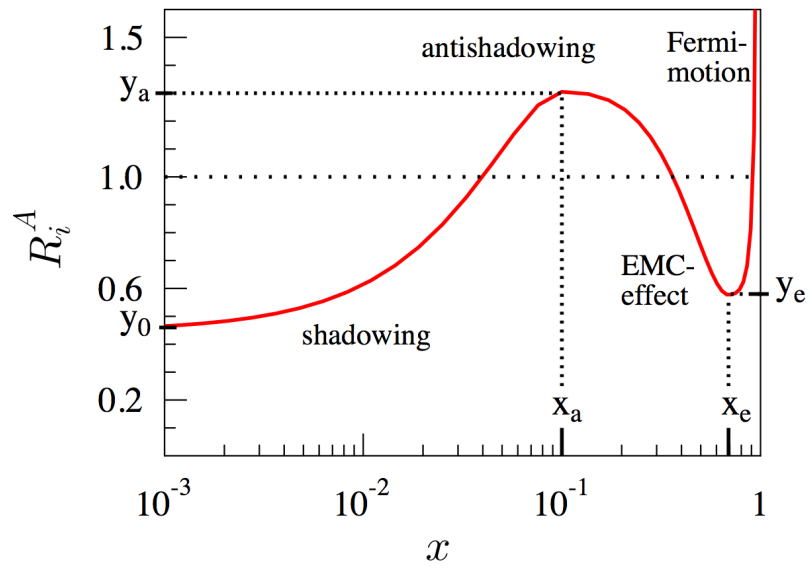


FIGURE 1.12 – Illustration de la paramétrisation du facteur de modification nucléaire en fonction de x [62]

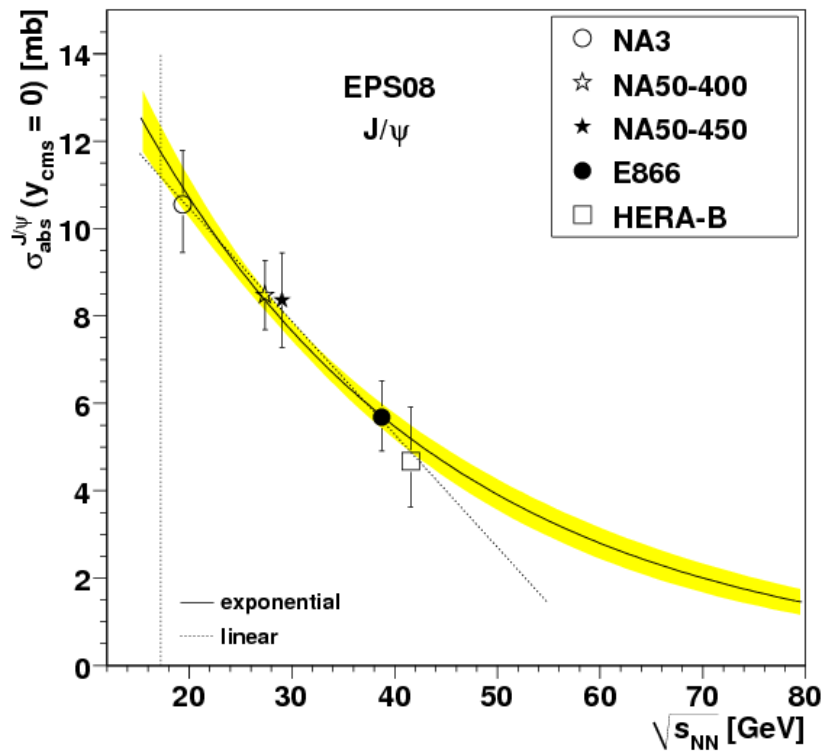


FIGURE 1.13 – Section efficace d'absorption nucléaire du J/ψ en fonction de l'énergie dans le centre de masse [66]. Les lignes et bandes représentent différentes paramétrisations de l'absorption nucléaire.

Effet Cronin : ce dernier mécanisme affecte l'impulsion transverse moyenne des J/ψ ($\langle p_T \rangle$). En effet, les J/ψ subissent des diffusions multiples au court de leur parcours dans la matière nucléaire [67, 68]. Par conséquence, une augmentation de la dispersion en p_T de ces derniers, équivalent à une augmentation relative du $\langle p_T \rangle$ et du $\langle p_T^2 \rangle$ dans les collisions p-A et/ou A-A avec la centralité par rapport aux collisions pp est attendu. Cependant, cet effet est là aussi en compétition avec l'effet de (re)combinaison qui tendrait à produire des J/ψ de basse impulsion transverse.

1.3.4 Modèles et approches théoriques

Maintenant que nous avons vu quels effets physiques affectent notre sonde J/ψ lors de son évolution dans un milieu nucléaire chaud, nous allons présenter brièvement les principaux modèles ou approches théoriques permettant de faire des prédictions sur certaines mesures. Nous présenterons ensuite quelques unes de ces comparaisons modèle/mesure. Nous tirerons alors certaines interprétations et conclusions qui nous serviront de bases lors de l'analyse des nouveaux résultats présentés dans ce travail de thèse. Notons que tous les modèles sans exception supposent la formation du PQG dans les collisions d'ions lourds à très haute énergie.

modèle d'hadronization statistique

Ce modèle se base sur une description statistique de la production de hadrons au moment de la phase d'hadronisation [69, 70]. Cette approche fait la supposition extrême que tous les quarkonia directs sont supprimés et que la (re)combinaison a lieu à la frontière de phases. Il suppose aussi que le milieu atteint un état d'équilibre thermique et chimique. L'abondance pour chaque espèce de hadron est calculée suivant leurs poids statistiques et leur spectre de masse. Trois paramètres sont nécessaires au modèle :

- La température du milieu T , fixée et estimée par rapport au taux de productions des hadrons légers pour chaque système collisionnel et chaque énergie.
- Le potentiel chimique baryonique μ_b , lui aussi fixé et estimé par rapport au taux de productions des hadrons légers pour chaque système collisionnel et chaque énergie.
- La section efficace de production des paires charme-anti-charme $\sigma_{c\bar{c}}$

modèle de transport

Les modèles de transports [70] supposent une dissociation et (re)combinaison continues des quarkonia au cours de la durée de l'état déconfiné. Ces approches se basent sur l'équation de Boltzmann relativiste qui décrit l'évolution spatio-temporelle de la fonction de distribution d'un état quarkonium \mathcal{Q} ($f_{\mathcal{Q}}$) tel que :

$$p^\mu \partial_\mu f_{\mathcal{Q}}(\vec{r}, \tau; \vec{p}) = -E_p \Gamma_{\mathcal{Q}}(\vec{r}, \tau; \vec{p}) f_{\mathcal{Q}}(\vec{r}, \tau; \vec{p}) + E_p \beta_{\mathcal{Q}}(\vec{r}, \tau; \vec{p}) f_{\mathcal{Q}}(\vec{r}, \tau; \vec{p}) \quad (1.11)$$

avec $E_p = \sqrt{\vec{p}^2 + m_{\mathcal{Q}}^2}$, τ le temps propre et \vec{r} le vecteur coordonné. Les termes $\Gamma_{\mathcal{Q}}$ et $\beta_{\mathcal{Q}}$ correspondent au taux de dissociation et au terme de gain. Ce traitement dynamique ne présuppose pas de la thermalisation des quarks dans le milieu et des effets de fuite des J/ψ de haut p_T sont aussi possibles. Ces modèles prennent comme paramètres :

- la section efficace $\sigma_{c\bar{c}}$.
- les effets de shadowing au travers des [nPDF](#).
- la décroissance des états excités comme sources de productions.
- l'évolution du milieu modélisée comme une boule de feu en expansion isotropique.

modèle des co-voyageurs

Comme présenté précédemment (Sec. 1.3.3), le modèle des co-voyageurs [71] est un modèle effectif d'interaction entre le J/ψ et le milieu voyageur entourant la particule. Il est basé sur une variante du taux de production dérivé de l'équation de Boltzmann qui donne le nombre d'état [quarkonia](#) $N_{\mathcal{Q}}$ pour un temps propre (τ) donné :

$$\frac{dN_{\mathcal{Q}}}{d\tau}(b, s, y) = \frac{\sigma_{co}}{\tau} [N^{co}(b, s, y)N_{\mathcal{Q}}(b, s, y) - N_{\bar{\mathcal{Q}}}(b, s, y)N_{\mathcal{Q}}(b, s, y)] \quad (1.12)$$

en fonction du paramètre d'impact b (cf. Sec. 4.1), de l'énergie dans le centre de masse s et de la [rapidité](#) y . Le premier terme est le terme de dissociation, le second de (re)combinaison. L'interaction avec N^{co} co-voyageurs est prise en compte par un terme effectif d'interaction σ_{co} des [quarkonia](#). Ce modèle considère aussi les effets nucléaires froids au travers des [nPDF](#) et utilise la section efficace $\sigma_{c\bar{c}}$ comme un des paramètres principaux.

1.3.5 La théorie face à l'expérience : observables et dernière mesures du LHC

Durant plus de trois décennies, beaucoup d'expériences construites autour de différents accélérateurs ont permis d'amasser une grande quantité de données relatives à la production du J/ψ pour différents systèmes de collisions à différentes énergies. Maintenant que nous avons passé en revue les mécanismes de productions dans les collisions pp (Sec.1.3.2) ainsi que les effets nucléaires chauds et quelques effets nucléaires froids (Sec.1.3.3), nous présentons dans cette dernière partie de chapitre certaines des observables expérimentales associées à l'étude de notre sonde, en particulier celles nous concernant pour ce travail de thèse. Nous nous limiterons aux résultats les plus récents obtenues au [LHC](#).

Section efficace différentielle de production $\sigma_{J/\psi}^{pp}$

La section efficace de production expérimentale du J/ψ se définit pour tous types de collisions de manière générique comme

$$\frac{d\sigma_{J/\psi}}{dp_T dy} = \frac{dY_{J/\psi}}{dp_T dy} \times \frac{d\sigma_{ine}}{dp_T dy} \quad (1.13)$$

avec $Y_{J/\psi}$ le taux de production mesuré par l'expérience et σ_{ine} la section efficace hadronique inélastique pp. Celle-ci a été mesurée à plusieurs énergies de collisions ($\sqrt{s} = 2.76, 7, 8$ et 13 TeV) par les expériences [ALICE](#) et [LHCb](#) à rapidité avant. Les résultats sont montrés Figure 1.14-1.15. Nous pouvons observer un bon accord entre les mesures et les prédictions théoriques ainsi qu'entre les différentes expériences.

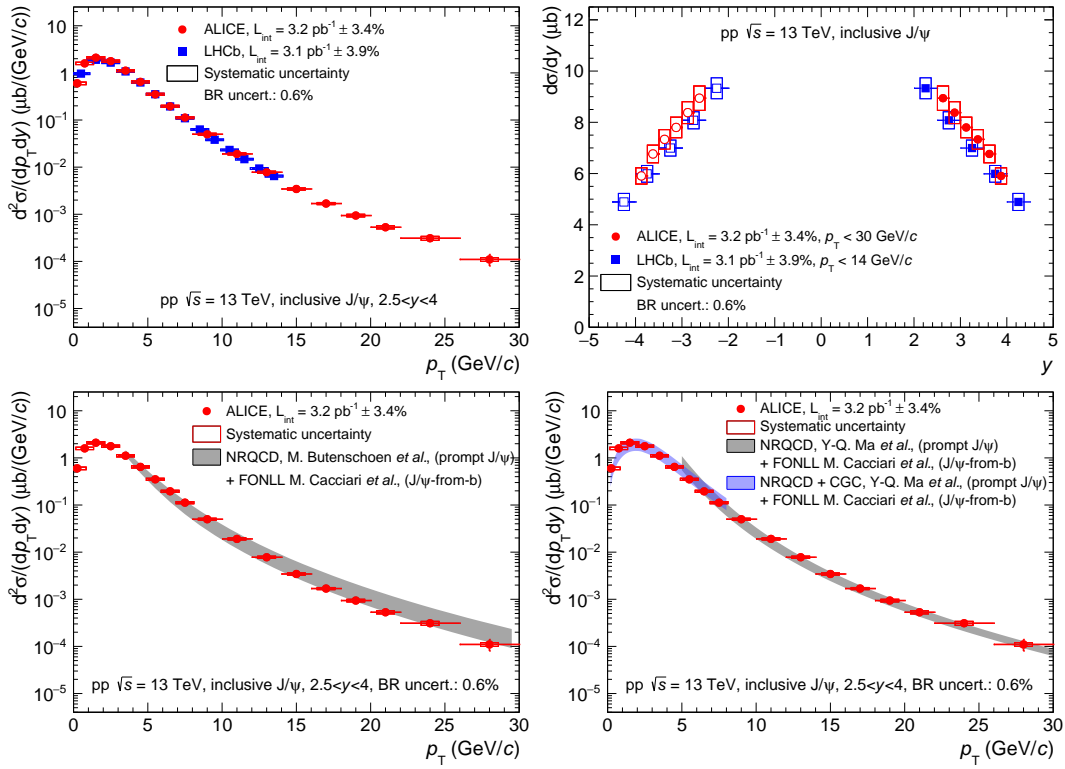


FIGURE 1.14 – Haut : sections efficaces différentielles inclusives $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ en fonction de p_T (gauche) et y (droite) mesurée à rapidité avant par l'expérience ALICE et comparées aux mêmes mesures de l'expérience LHCb. Bas : comparaison de la dépendance en p_T de la section efficace à plusieurs modèles théoriques. Pour l'étude détaillée, voir [46].

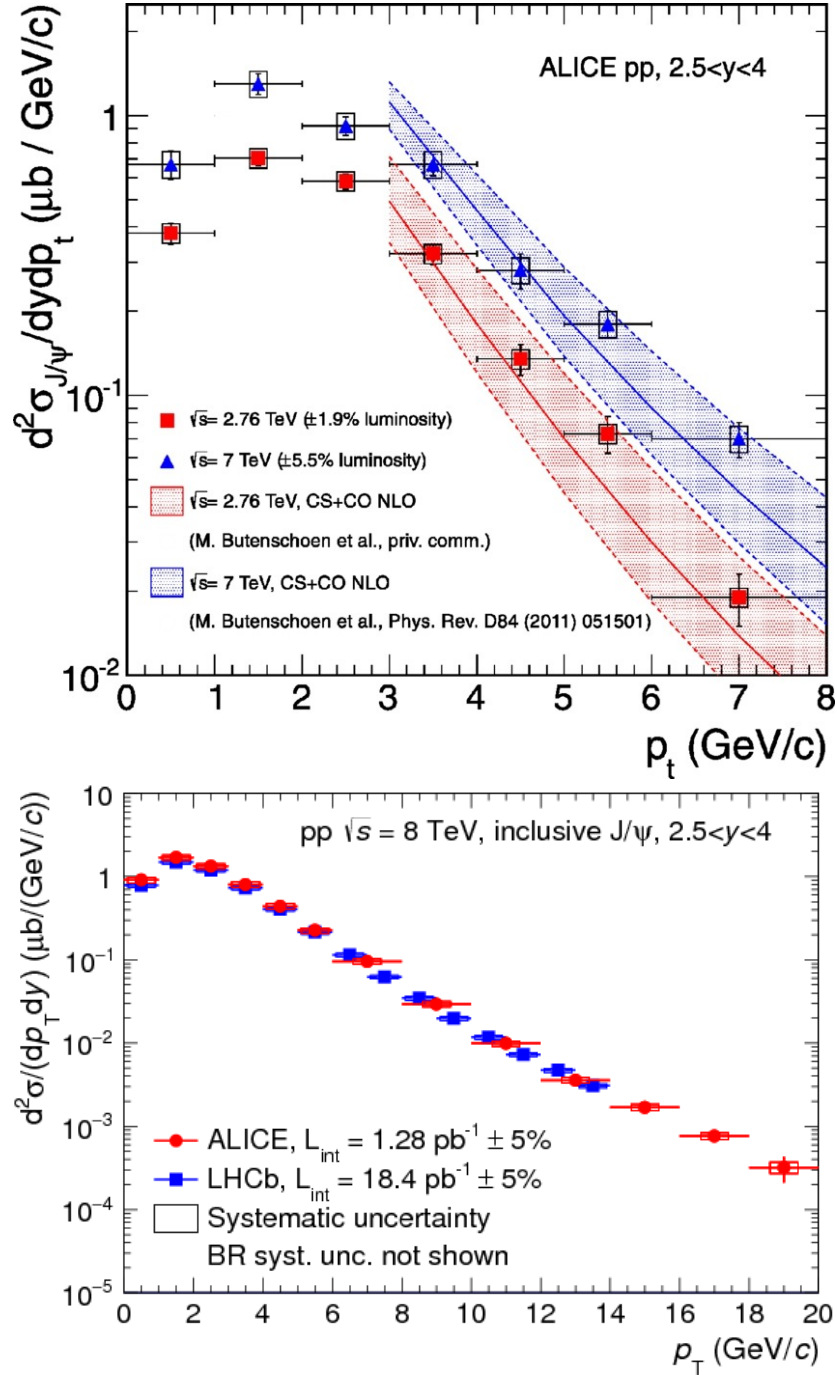


FIGURE 1.15 – Section efficace différentielle inclusive $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$ en fonction de p_T mesurée à rapidité avant par l'expérience ALICE. Haut : résultats à $\sqrt{s} = 2.76$ et 7 TeV comparés à des modèles théoriques [72]. Bas : résultats à $\sqrt{s} = 8$ TeV comparés aux mesures de l'expérience LHCb [73].

Polarisation du J/ψ

Malgré un très bon accord entre la théorie et l'expérience pour la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$, une observable relative à la production du J/ψ dans les collisions pp n'est pas bien reproduite par les modèles. Il s'agit de la polarisation [74] qui peut être mesurée au travers de la distribution angulaire des produits de décroissance du J/ψ tel que :

$$\frac{d^2N}{d(\cos(\theta))d\phi} \propto 1 + \lambda_\theta \cos^2(\theta) + \lambda_\phi \sin^2(\theta) \cos(2\phi) + \lambda_{\theta\phi} \sin(2\theta) \cos(\phi) \quad (1.14)$$

avec

- θ l'angle polaire entre le muon (électron) de décroissance positif dans le référentiel du J/ψ et l'axe de polarisation choisi.
- ϕ l'angle azimutal défini par rapport au plan de collision des hadrons.

Les coefficients $\lambda_\theta, \lambda_\phi, \lambda_{\theta\phi}$ sont les paramètres de polarisation¹⁸, et dans le cas où le J/ψ est totalement non-polarisé (polarisé), alors $\lambda_\theta, \lambda_\phi, \lambda_{\theta\phi} = (0, 0, 0)$ ($\lambda_\theta, \lambda_\phi, \lambda_{\theta\phi} = (\pm 1, 0, 0)$). Puisque la polarisation est modèle-dépendante, notamment pour ceux de la production pp (polarisation transversale pour la NRQCD¹⁹, polarisation longitudinale pour le CSM²⁰), cette observable permettrait de les différencier. À l'heure actuelle, les mesures semblent être en accord avec un J/ψ non-polarisé (Figure 1.16) et aucun modèle de production ne reproduit correctement les données.

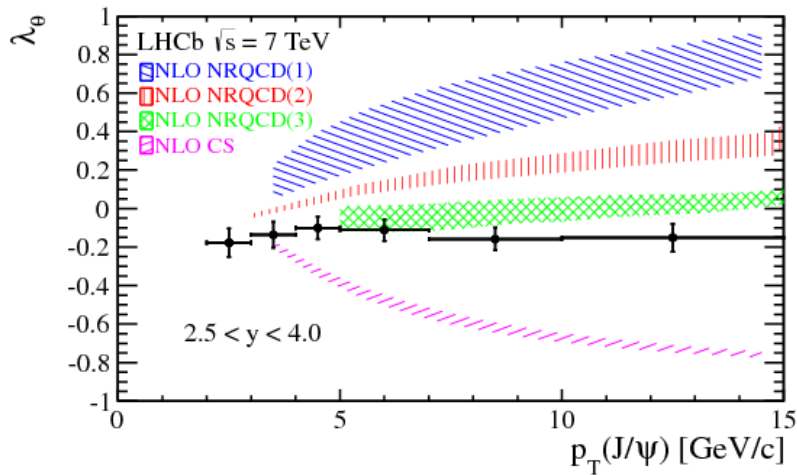


FIGURE 1.16 – Paramètre de polarisation λ_θ des J/ψ prompts à rapidité $2.5 < y < 4$ mesuré par l'expérience LHCb dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV comparé à différentes prédictions théoriques [48]

Facteur de modification nucléaire R_{AA}

Pour quantifier les effets nucléaires chauds et froids, l'une des observables les plus utilisées est le facteur de modification nucléaire R_{AA} . En faisant la supposition qu'une collision de deux noyaux A - A est une superposition moyenne de collisions binaires pp ($\langle N_{coll} \rangle$), celui-ci s'écrit de manière générique pour le J/ψ :

¹⁸À noter que ces coefficients ne sont pas indépendants les uns des autres, voir [74]

¹⁹ $\lambda_\theta \rightarrow +1$

²⁰ $\lambda_\theta \rightarrow -1$

$$R_{AA} = \frac{Y_{J/\psi}^{A-A}}{\langle N_{\text{coll}} \rangle Y_{J/\psi}^{\text{pp}}} \quad (1.15)$$

où $Y_{J/\psi}^{A-A}$ et $Y_{J/\psi}^{\text{pp}}$ sont les taux de production du J/ψ mesurés dans les collisions $A-A$ et pp . Toute déviation par rapport à l'unité de ce facteur peut-être interprétée comme une augmentation ($R_{AA} > 1$) ou une suppression ($R_{AA} < 1$) relative de la production $A-A$.

ALICE a mesuré en 2011 ce facteur dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV à **rapidité** avant et mi-**rapidité** jusqu'à $p_T=0$ en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ ²¹ [75, 76]. Ces résultats sont comparés à la même mesure réalisée par l'expérience PHENIX à une énergie dix fois inférieure (Figure 1.17). Une suppression relative est observée par les deux expériences, mais avec une nette augmentation du R_{AA} pour les collisions les plus centrales à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV par rapport à 0.2 TeV, interprétée comme un effet de la recombinaison (cf. Sec.1.3.3). Les études différentielles [77] ont confirmé cette interprétation en mesurant une diminution du R_{AA} en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ pour $5 < p_T < 8$ GeV/c par rapport à $0 < p_T < 2$ GeV/c.

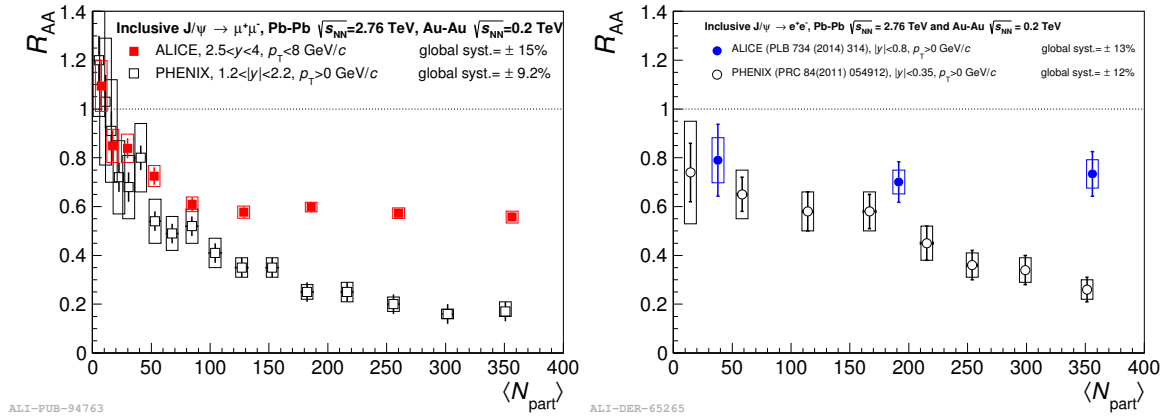


FIGURE 1.17 – R_{AA} en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ mesurés par ALICE [75, 76] dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV dans l'intervalle en **rapidité** $2.5 < y < 4$ (gauche) et $|y| < 0.8$ (droite) comparés aux mesures de l'expérience PHENIX dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 0.2$ TeV [78]

La même mesure fut réalisée en fonction de p_T et de la **rapidité** (Figure 1.18). Comparé aux mesures de PHENIX [78], nous pouvons observer une augmentation du R_{AA} du J/ψ mesuré par ALICE en fonction de l'impulsion transverse à bas p_T , mais toujours avec des valeurs inférieures à un. Cette augmentation fut aussi interprétée comme un effet de la (re)combinaison (cf. Sec.1.3.3). Enfin, si l'on regarde l'évolution du R_{AA} en fonction de la **rapidité**, nous pouvons observer une tendance du facteur de modification nucléaire à diminuer à grande **rapidité**, bien que toutes les valeurs soient compatibles entre elles dans les incertitudes. Cette tendance pourrait être corrélée à la dépendance de la section efficace $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ qui, selon les prédictions théoriques, est plus importante à mi-**rapidité** qu'à **rapidité** avant [79, 80].

Si l'on compare aux prédictions théoriques (Figure 1.19), nous pouvons observer un bon accord entre les modèles et les données pour la dépendance en centralité/ p_T du fac-

²¹Le nombre de participants moyen $\langle N_{\text{part}} \rangle$ augmente linéairement avec la centralité (cf. Sec.4.1)

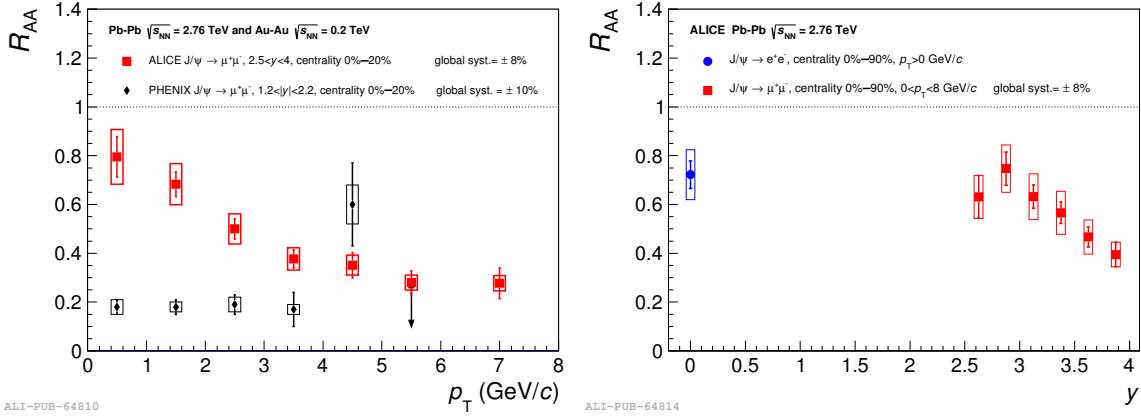


FIGURE 1.18 – R_{AA} mesurés par ALICE [75, 76] dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Gauche : dépendance en p_T dans l’intervalle en rapidité $2.5 < y < 4$ comparée aux mesures de l’expérience PHENIX dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV [78]. Droite : dépendance en y .

teur de modification nucléaire. Notons que toutes les prédictions supposent une composante de (re)génération. Pour ce qui est de la dépendance en y , nous pouvons observer que les seuls effets nucléaires froids ne suffisent pas à expliquer les mesures, et que d’autres effets doivent être pris en compte.

Enfin, un excès du taux de production à très bas p_T (inférieur à 300 MeV) fut observé dans les collisions Pb–Pb les plus périphériques à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [81]. Les résultats sont donnés Figure 1.20. Ces résultats semblent être en accord avec le mécanisme de photo-production cohérente du J/ψ , mécanisme non discuté ici mais qui doit être pris en compte et estimé car considéré comme une contamination pour les études des effets hadroniques.

$\langle p_T \rangle$ et r_{AA}

Les dernières observables que nous souhaitons présenter dans ce chapitre sont relatives au $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ . Nous rappelons que ces deux variables sont généralement obtenues par ajustement de fonctions sur les distributions des taux de production en fonction de p_T . Comme pour le facteur de modification nucléaire, et en plus des simples ratios de $\langle p_T \rangle$, nous pouvons étudier la variation relative du $\langle p_T^2 \rangle$ dans les collisions A-A par rapport aux collisions pp tel que :

$$r_{AA} = \frac{\langle p_T^2 \rangle_{A-A}}{\langle p_T^2 \rangle_{pp}} \quad (1.16)$$

Cette mesure a été faite par ALICE dans les collisions Pb–Pb (pp) à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV ($\sqrt{s} = 2.76$ TeV) [77]. Les résultats sont présentés Figure 1.21 et comparés aux mêmes mesures à des énergies de collisions différentes. Nous pouvons observer une diminution du r_{AA} aux énergies du LHC par rapport aux mesures de PHENIX où une augmentation de ce facteur en fonction de la centralité est observée, explicable par l’effet Cronin. Cette diminution de r_{AA} avec la centralité mesurée par ALICE est comprise comme le double effet de perte d’énergie des J/ψ à haut p_T et la contribution des J/ψ issus de la (re)combinaison possédant un $\langle p_T \rangle$ plus petit, bien reproduite par les modèles théoriques.

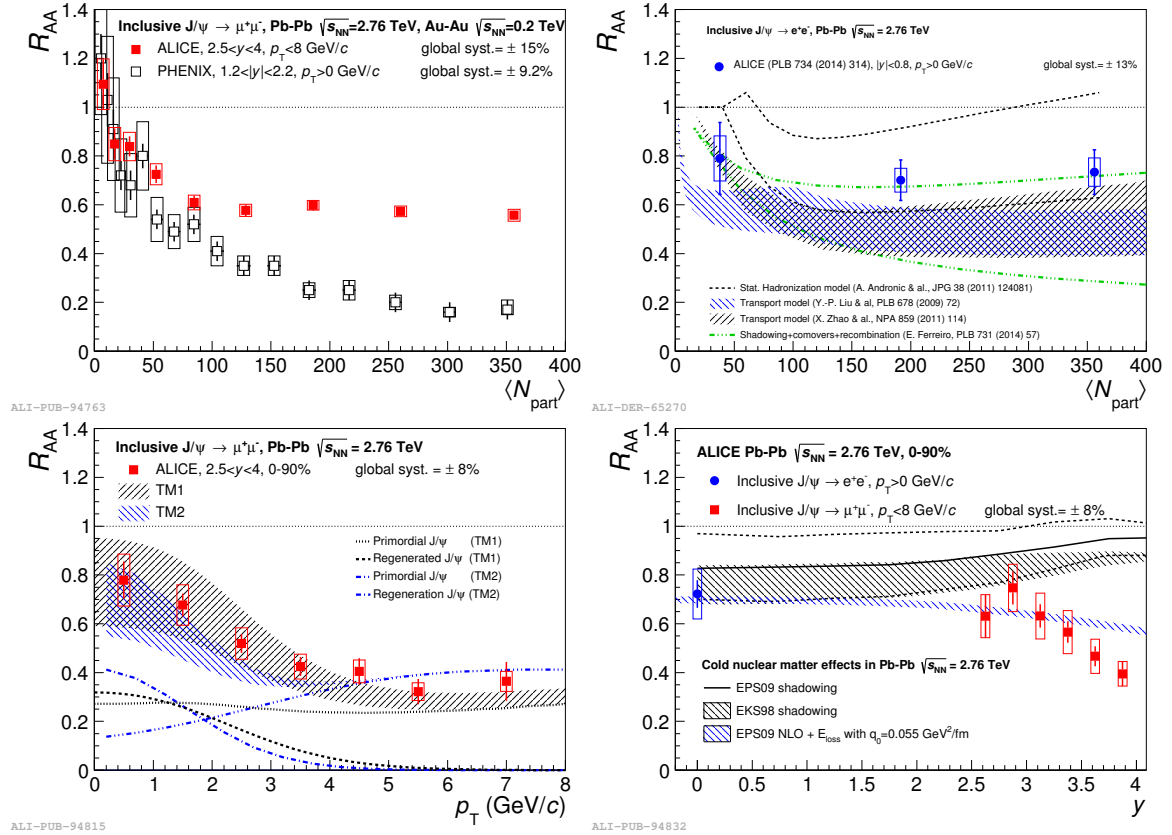


FIGURE 1.19 – Comparaison des prédictions théoriques au R_{AA} mesuré par ALICE dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Haut : R_{AA} versus $\langle N_{part} \rangle$ à rapidité avant (gauche) et mi-rapidité (droite) comparé à un modèle d’hadronisation, deux modèles de transports et un modèle des co-voyageurs (pour les modèles, voir Sec.1.3.3). Les bandes correspondent à l’incertitude théorique majoritairement due à la variation de $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$. Bas : R_{AA} versus p_T (gauche) comparé à deux modèles de transports, et R_{AA} versus y comparé aux prédictions de nPDF avec et sans perte d’énergie par radiation. Les incertitudes théoriques pour les modèles de transports correspondent majoritairement à une variation de $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$.

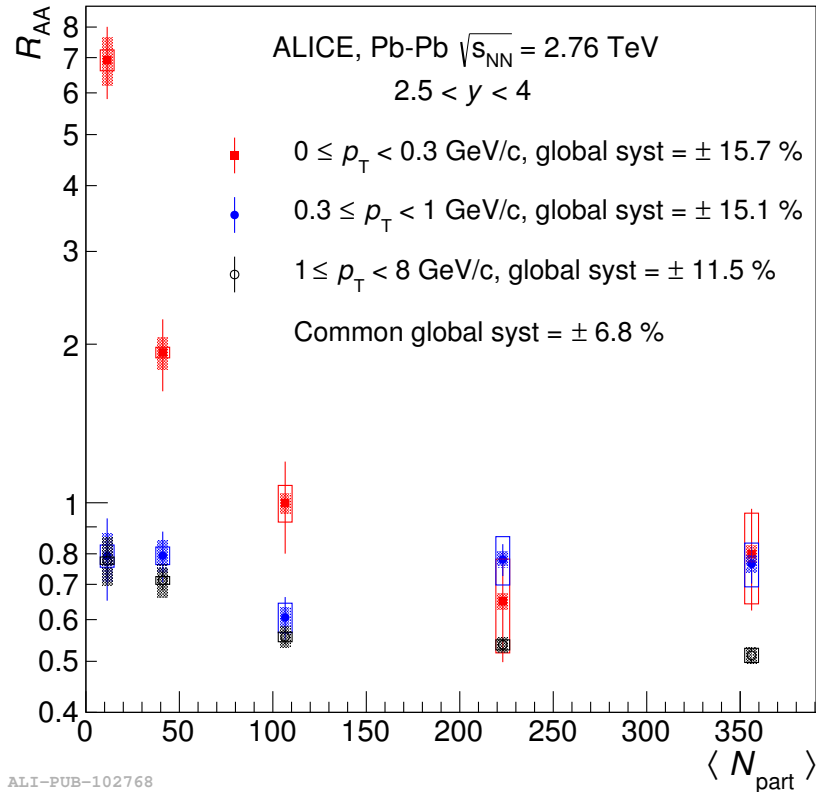


FIGURE 1.20 – R_{AA} en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour plusieurs intervalles en p_T mesuré par ALICE dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

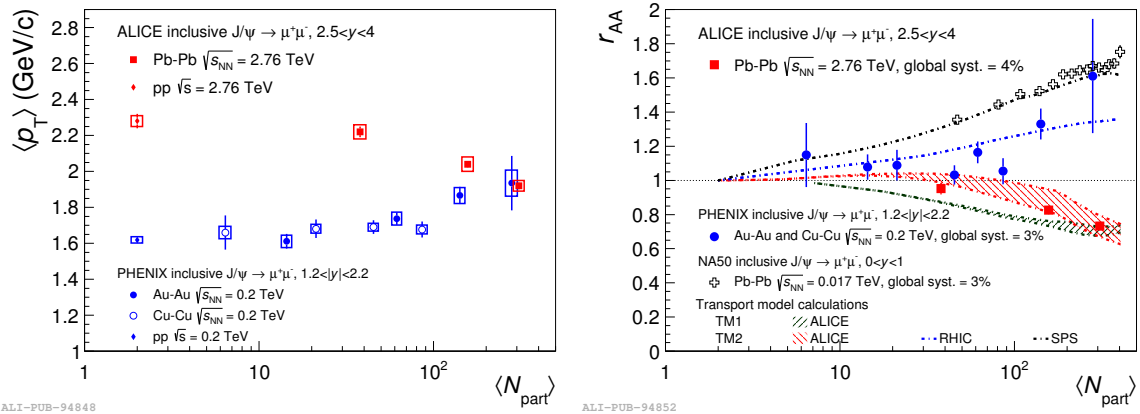


FIGURE 1.21 – $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$ et r_{AA} mesurés en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ par l'expérience ALICE dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Gauche : le $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$ est comparé aux résultats de PHENIX à $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV [78, 82, 83]. Droite : le r_{AA} est comparé aux mesures de l'expérience NA50 [84] et à des modèles théoriques de transport [85, 86]

Écoulement elliptique

Une autre façon d'étudier les mécanismes de (re)combinaison est de mesurer l'écoulement elliptique (v_2) du J/ψ . Il s'agit du second coefficient de l'expansion de Fourier de la distribution azimutale des particules produites lors de la collision par rapport au plan de réaction de la collision (Ψ_{RP}) tel que :

$$v_2 = \langle \cos[2(\phi - \Psi_{RP})] \rangle \quad (1.17)$$

Ce coefficient indique une anisotropie du PQQ au moment de sa formation et traduit l'existence d'un gradient de pression plus élevé dans le plan xz que dans le plan yz ²². Les J/ψ issus de la (re)combinaison, c'est-à-dire produits par des particules ayant thermalisé avec le milieu, sont porteurs de cette anisotropie et doivent produire un v_2 positif. Les résultats obtenus par ALICE [87] (Figure 1.22) semblent aller dans ce sens, bien que la signification des données ne permettent pour le moment une affirmation rigoureuse.

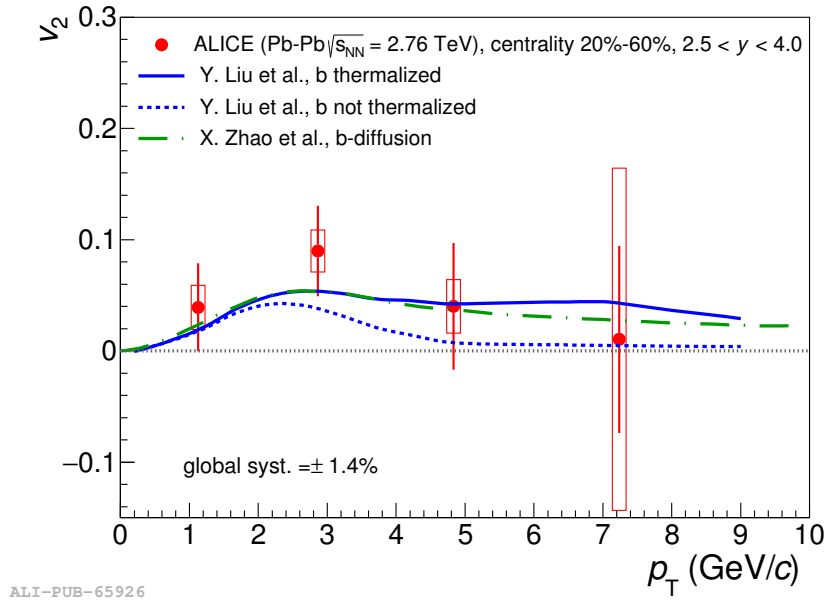


FIGURE 1.22 – Écoulement elliptique v_2 du J/ψ en fonction de p_T dans l'intervalle en centralité 20–60% mesuré par ALICE dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV et comparé à des prédictions théoriques.

1.4 Références

- [1] D. Griffiths, *Introduction to Quantum Mechanics* Pearson international edition (Pearson Prentice Hall, 2005). 2
- [2] A. Einstein, *Annalen der Physik* **354**, 769 (1916). 2
- [3] J. Narlikar, *An Introduction to Relativity* (Cambridge University Press, 2010). 2
- [4] M. Peskin and D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory* Advanced book classics (Avalon Publishing, 1995). 2
- [5] S. C. et al, *Physics Letters B* **716**, 30 (2012). 3

²²Autrement dit une boule de feu en forme d'amande.

- [6] G. A. et al., Physics Letters B **716**, 1 (2012). [3](#)
- [7] F. Halzen and A. Martin, *QUARK & LEPTONS : AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS* (Wiley India Pvt. Limited, 2008). [3](#), [11](#)
- [8] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. **D8**, 3633 (1973). [3](#)
- [9] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. **D9**, 980 (1974). [3](#)
- [10] wikipédia. [3](#), [LXXV](#)
- [11] J. Picard, INTRODUCTION TO FEYNMAN GRAPH CALCULATIONS., 1986. [4](#)
- [12] Particle Data Group, C. Patrignani *et al.*, Chin. Phys. **C40**, 100001 (2016). [5](#), [11](#), [12](#), [LXXV](#), [LXXXIII](#)
- [13] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, Phys. Rev. **127**, 965 (1962). [5](#)
- [14] J. C. Collins and M. J. Perry, Physical Review Letters **34**, 1353 (1975). [5](#)
- [15] N. Cabibbo and G. Parisi, Physics Letters, Section B : Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics **59**, 67 (1975). [5](#)
- [16] P. Braun-Munzinger and J. Wambach, Rev. Mod. Phys. **81**, 1031 (2009). [6](#)
- [17] M. A. Stephanov, PoS **LAT2006**, 024 (2006), arXiv :hep-lat/0701002. [6](#)
- [18] A. Bazavov *et al.*, Phys. Rev. D **80**, 014504 (2009). [6](#)
- [19] F. Karsch and E. Laermann, (2003), arXiv :hep-lat/0305025. [6](#)
- [20] Y. Aoki, G. Endrodi, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabo, Nature **443**, 675 (2006). [7](#)
- [21] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27**, 140 (1983). [7](#)
- [22] ALICE, J. Adam *et al.*, (2016), arXiv :1612.08966. [7](#)
- [23] F. Gelis, T. Lappi, and R. Venugopalan, Int. J. Mod. Phys. **E16**, 2595 (2007), arXiv :0708.0047. [8](#)
- [24] F. Gelis, E. Iancu, J. Jalilian-Marian, and R. Venugopalan, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **60**, 463 (2010), arXiv :1002.0333. [8](#)
- [25] E. Gotsman, E. Levin, U. Maor, and S. Tapia, Phys. Rev. **D93**, 074029 (2016), arXiv :1603.02143. [8](#)
- [26] C. Gale, S. Jeon, and B. Schenke, Int. J. Mod. Phys. **A28**, 1340011 (2013), arXiv :1301.5893. [8](#)
- [27] T. K. Nayak, Pramana **79**, 719 (2012), arXiv :1201.4264. [9](#), [LXXV](#)
- [28] G. Martinez, *Introduction to the experimental study of hadronic matter in heavy ion collisions. The Quark Gluon Plasma.*, Habilitation à diriger des recherches, Université de Nantes, 2006. [9](#)
- [29] A. Andronic *et al.*, Eur. Phys. J. **C76**, 107 (2016), arXiv :1506.03981. [10](#), [14](#), [17](#)

- [30] S. Jacobs, M. G. Olsson, and C. Suchyta, Phys. Rev. D **33**, 3338 (1986). [10](#)
- [31] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T.-M. Yan, Phys. Rev. **D17**, 3090 (1978), [Erratum : Phys. Rev.D21,313(1980)]. [10](#)
- [32] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T. M. Yan, Phys. Rev. D **21**, 203 (1980). [10](#)
- [33] LHCb, R. Aaij *et al.*, Eur. Phys. J. **C71**, 1645 (2011), arXiv :1103.0423. [11](#)
- [34] LHCb, R. Aaij *et al.*, Eur. Phys. J. **C72**, 2100 (2012), arXiv :1204.1258.
- [35] LHCb, R. Aaij *et al.*, Phys. Lett. **B718**, 431 (2012), arXiv :1204.1462. [11](#)
- [36] H. Fritzsch, Physics Letters B **67**, 217 (1977). [12](#)
- [37] F. Halzen, Physics Letters B **69**, 105 (1977). [12](#)
- [38] M. Bedjidian *et al.*, Hard probes in heavy ion collisions at the LHC : Heavy flavor physics, 2004, arXiv :hep-ph/0311048. [13](#)
- [39] R. Baier and R. Rückl, Zeitschrift für Physik C Particles and Fields **19**, 251 (1983). [13](#)
- [40] J. P. Lansberg, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics **38**, 124110 (2011). [13](#)
- [41] C. P. Burgess, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**, 329 (2007), arXiv :hep-th/0701053. [14](#)
- [42] W. E. Caswell and G. P. Lepage, Phys. Lett. **167B**, 437 (1986). [14](#)
- [43] G. T. Bodwin, E. Braaten, and J. Lee, Phys. Rev. **D72**, 014004 (2005), arXiv :hep-ph/0504014. [14](#)
- [44] B. Gong, L.-P. Wan, J.-X. Wang, and H.-F. Zhang, Phys. Rev. Lett. **110**, 042002 (2013), arXiv :1205.6682. [14](#)
- [45] B. A. Kniehl and G. Kramer, Phys. Lett. **B413**, 416 (1997), arXiv :hep-ph/9703280. [14](#)
- [46] ALICE, S. Acharya *et al.*, (2017), arXiv :1702.00557. [14](#), [22](#), [LXXV](#)
- [47] N. Brambilla *et al.*, Eur. Phys. J. **C71**, 1534 (2011), arXiv :1010.5827. [14](#), [15](#)
- [48] LHCb, R. Aaij *et al.*, Eur. Phys. J. **C73**, 2631 (2013), arXiv :1307.6379. [14](#), [24](#), [LXXVI](#)
- [49] LHCb, R. Aaij *et al.*, Eur. Phys. J. **C74**, 2872 (2014), arXiv :1403.1339. [14](#)
- [50] R. Rapp and H. van Hees, Heavy Quarks in the Quark-Gluon Plasma, in *Quark-gluon plasma 4*, pp. 111–206, 2010, arXiv :0903.1096. [14](#)
- [51] T. Matsui and H. Satz, Physics Letters B **178**, 416 (1986). [15](#)
- [52] P. Debye and E. Huckel, Phys. Z. **124**, 185 (1923). [15](#)
- [53] H. Satz, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics **32**, R25 (2006). [15](#)
- [54] H. Satz, J. Phys. **G32**, R25 (2006), arXiv :hep-ph/0512217. [16](#), [LXXV](#)

- [55] H. Satz, Int. J. Mod. Phys. **A28**, 1330043 (2013), arXiv :1310.1209. [16](#), [LXXXIII](#)
- [56] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Phys. Lett. **B490**, 196 (2000), arXiv :nucl-th/0007059. [16](#)
- [57] G. D. Moore and D. Teaney, Phys. Rev. C **71**, 064904 (2005). [16](#)
- [58] A. Lardeux, *Study of inclusive J/Ψ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV with the ALICE muon spectrometer at the LHC*, Theses, Ecole des Mines de Nantes, 2014. [17](#), [LXXV](#)
- [59] A. Capella *et al.*, Eur. Phys. J. **C58**, 437 (2008), arXiv :0712.4331. [17](#)
- [60] A. Capella, E. G. Ferreira, and A. B. Kaidalov, Phys. Rev. Lett. **85**, 2080 (2000), arXiv :hep-ph/0002300.
- [61] E. G. Ferreira, Phys. Lett. **B731**, 57 (2014), arXiv :1210.3209. [17](#)
- [62] K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, JHEP **04**, 065 (2009), arXiv :0902.4154. [17](#), [19](#), [LXXV](#)
- [63] S. Forte and G. Watt, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **63**, 291 (2013), arXiv :1301.6754. [17](#)
- [64] A. F. D. et al., Journal of High Energy Physics **2012**, 61 (2012). [18](#), [LXXV](#)
- [65] D. Kharzeev and H. Satz, Physics Letters B **366**, 316 (1996). [18](#)
- [66] C. Lourenco, R. Vogt, and H. K. Woehri, JHEP **02**, 014 (2009), arXiv :0901.3054. [19](#), [LXXV](#)
- [67] J. W. Cronin *et al.*, Phys. Rev. D **11**, 3105 (1975). [20](#)
- [68] J. Hüfner, Y. Kurihara, and H. J. Pirner, Physics Letters B **215**, 218 (1988). [20](#)
- [69] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, and J. Stachel, Phys. Lett. **B465**, 15 (1999), arXiv :nucl-th/9903010. [20](#)
- [70] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. Wessels, and N. Xu, Physics Letters B **344**, 43 (1995). [20](#)
- [71] A. e. a. Capella, The European Physical Journal C **58**, 437 (2008). [21](#)
- [72] ALICE, K. Aamodt *et al.*, Phys. Lett. **B704**, 442 (2011), arXiv :1105.0380, [Erratum : Phys. Lett.B718,692(2012)]. [23](#), [LXXVI](#)
- [73] ALICE, J. Adam *et al.*, Eur. Phys. J. **C76**, 184 (2016), arXiv :1509.08258. [23](#), [LXXVI](#)
- [74] P. Faccioli, C. Lourenco, J. Seixas, and H. K. Wohri, Eur. Phys. J. **C69**, 657 (2010), arXiv :1006.2738. [24](#)
- [75] ALICE, B. Abelev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 072301 (2012), arXiv :1202.1383. [25](#), [26](#), [LXXVI](#)
- [76] ALICE, B. B. Abelev *et al.*, Phys. Lett. **B734**, 314 (2014), arXiv :1311.0214. [25](#), [26](#), [LXXVI](#)
- [77] ALICE, J. Adam *et al.*, JHEP **05**, 179 (2016), arXiv :1506.08804. [25](#), [26](#)

- [78] PHENIX, A. Adare *et al.*, Phys. Rev. **C84**, 054912 (2011), arXiv :1103.6269. [25](#), [26](#), [28](#), [LXXVI](#)
- [79] N. H. M. L. M. P. N. M. Cacciari, S. Frixione and G. Ridolfi, JHEP (2012). [25](#)
- [80] M. L. M. M. Cacciari and P. Nason. [25](#)
- [81] ALICE, J. Adam *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 222301 (2016), arXiv :1509.08802. [26](#)
- [82] PHENIX, A. Adare *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 232002 (2007), arXiv :hep-ex/0611020. [28](#), [LXXVI](#)
- [83] PHENIX, A. Adare *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 122301 (2008), arXiv :0801.0220. [28](#), [LXXVI](#)
- [84] M. A. et al., Physics Letters B **499**, 85 (2001). [28](#), [LXXVI](#)
- [85] X. Zhao and R. Rapp, Nucl. Phys. **A859**, 114 (2011), arXiv :1102.2194. [28](#), [LXXVI](#)
- [86] K. Zhou, N. Xu, Z. Xu, and P. Zhuang, Phys. Rev. **C89**, 054911 (2014), arXiv :1401.5845. [28](#), [LXXVI](#)
- [87] ALICE, E. Abbas *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 162301 (2013), arXiv :1303.5880. [29](#)

CHAPITRE 2

LE DÉTECTEUR ALICE AU LHC

*« Avant de poser des questions, ça
serait bien de lire la doc... »*

Laurent Aphecetche

Sommaire

2.1 Le LHC : Grand Collisionneur de Hadrons	36
2.1.1 Description	36
2.1.2 Production des Faisceaux	38
2.1.3 Les Expériences au LHC	39
2.2 Le Détecteur ALICE	40
2.2.1 Les Détecteurs utilisés pour la mesure du J/ψ	41
2.2.2 Le Spectromètre à Muon d'ALICE	43
2.3 Acquisition et Traitement des Données dans ALICE	47
2.3.1 Le Système de Déclenchement	47
2.3.2 Le Système d'Acquisition	49
2.3.3 Reconstruction et Analysis des données	49
2.3.4 Simulations Monte Carlo dans ALICE	50
2.4 Références	51

EN laboratoire, l'étude du PQG est menée au travers de collisions d'ions lourds et de détecteurs spécialisés. De nos jours, la première condition est remplie par le Grand Collisionneur de Hadron LHC qui accélère des noyaux de proton et de plomb à des vitesses ultra-relativistes. La seconde condition est remplie par le détecteur *A Large Ion Colliding Experiment (ALICE)* [1], situé sur l'anneau du LHC. Ce détecteur, conçu pour mesurer des collisions avec de grandes multiplicités de particules, permet l'étude des différentes sondes du PQG au moyen de plusieurs sous-détecteurs.

Dans ce chapitre, nous décrivons dans un premier temps le fonctionnement et les caractéristiques du LHC. Nous verrons comment sont créés les faisceaux de particules, puis nous décrirons brièvement les différentes expériences installées sur l'anneau.

Dans un second temps, nous présenterons le détecteur ALICE. Une partie de ce chapitre sera dédiée aux sous-détecteurs utilisés dans cette analyse, notamment le bras muon, au cœur de l'étude du J/ψ . Nous verrons aussi comment cette expérience enregistre, filtre et classe les données qui seront utilisées par la suite pour les différentes analyses.

2.1 Le LHC : Grand Collisionneur de Hadrons

2.1.1 Description

Avec une circonférence de 26,7 km, le LHC est le plus grand accélérateur de particules actuel. Il fut mis en service pour la première fois le 10 septembre 2008 [2] à la frontière franco-suisse au Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) à plus de 50 m de profondeur, à l'intérieur de l'ancienne cavité du Large Electron Positron collider (LEP) démantelé en 2000. Son rôle est de faire circuler des paquets de particules en sens opposé dans deux tubes faisceaux ultravides (10^{-10} Torr), limitant ainsi les interactions faisceau-gaz.

Plus en détail, le LHC n'est pas tout à fait circulaire puisque celui-ci est composé de 8 arcs de cercles reliés par des sections droites au niveau de chaque points de croisement des faisceaux de particules. Un total de 1232 aimants dipolaires supraconducteurs, pouvant atteindre 15 m de long, guide les dit faisceaux grâce à un champ magnétique de 8,4 T. Atteindre de telles performances nécessite une température de la structure de 1,9°K en fonctionnement, obtenue par refroidissement cryogénique généré grâce à 94 tonnes d'hélium liquide. Des aimants quadripolaires (392 au total et d'une longueur variant de 5 à 7 m) ainsi que des aimants de plus petite taille (tel que des octupôles et des décapôles) sont également utilisés pour focaliser le faisceau, pour un nombre total de près de 9600 aimants. Quelques autres caractéristiques sont données dans le Tableau 2.1.

Si l'on regarde la Figure 2.1, nous pouvons voir que le LHC n'est pas le seul accélérateur présent sur le site du CERN. Historiquement, le plus ancien est le *Synchro-Cyclotron (SC)* à protons, construit en 1957, à la suite duquel fut construit le *Synchrotron à Protons (PS)* puis le *Super Synchrotron à Protons (SPS)*, respectivement en 1960 et 1971, pour finir par la création du LEP en 1989. Beaucoup de ces accélérateurs, à l'exception du LEP, sont utilisés comme injecteur du LHC, et sont donc impliqués donc dans l'accélération du faisceau comme nous allons le voir.

Caractéristique	Valeur
Circonférence	26 659 m
Température d'exploitation des dipôles	1,9 K (-271.3°C)
Nombre d'aimants	9593
Nombre de dipôles principaux	1232
Nombre de quadripôles principaux	392
Nombre de cavités radiofréquence	8 par faisceau
Énergie nominale, mode protons	6.5 TeV
Énergie nominale, mode ions	2.51 TeV/u en Pb–Pb et 2.56 TeV/u en p–Pb
Champ magnétique dipolaire maximal	8.4 T
Distance min. entre les paquets	7 m
Luminosité nominale	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ / $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (proton/plomb)
Nombre de paquets par faisceau de protons	2808
Protons par paquet (au départ)	1.1×10^{11}
Nombre de tours par seconde	11 245
Nombre de collisions par seconde	600 millions

TABEAU 2.1 – Quelques caractéristiques du LHC [3]

Complexe des accélérateurs du CERN

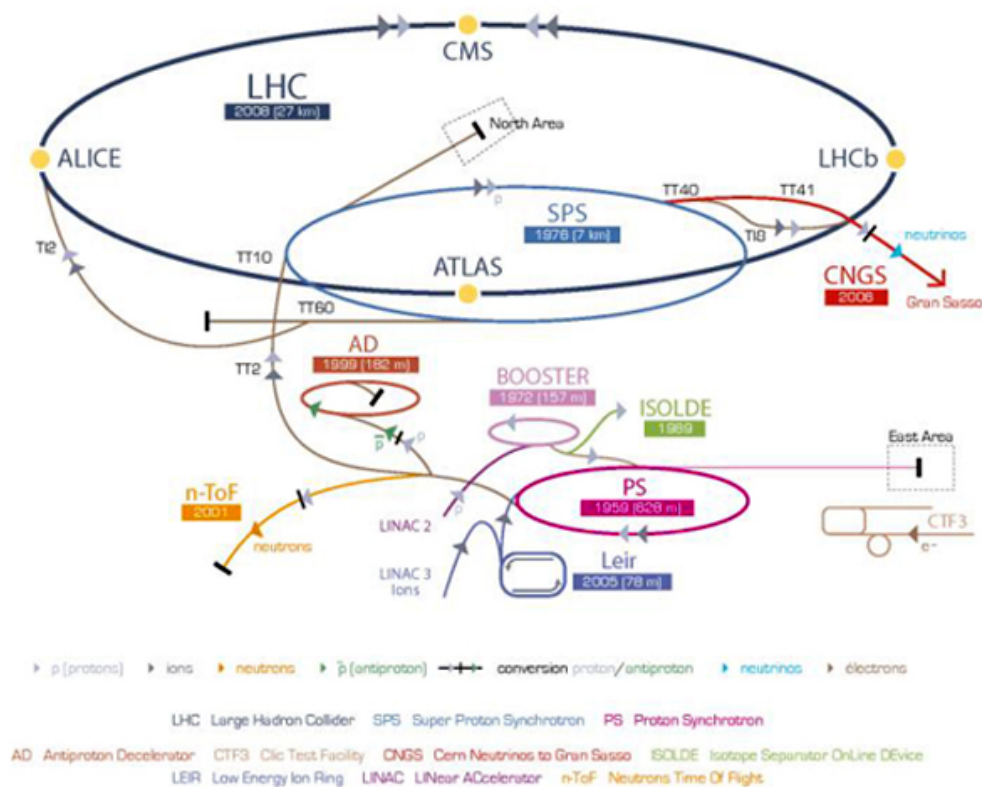


FIGURE 2.1 – Le complexe du CERN

2.1.2 Production des Faisceaux

Trois types de collisions sont prévus par le programme physique du LHC : proton-proton (pp), proton-Plomb (p-Pb) et Plomb-Plomb (Pb-Pb).

Commençons par les protons. Au début de la chaîne de production, les H^+ (proton) issus d'une simple bouteille d'hydrogène gazeux sont délestés de leurs électrons par un champ électrique, puis sont accélérés jusqu'à une énergie de 50 MeV par deux accélérateurs linéaires (LINear ACcelerator (LINAC)), le LINAC-2 et le LINAC-3. Ils sont ensuite accélérés jusqu'à une énergie de 1,4 GeV par le Synchrotron injecteur du PS (PS Booster (PSB)), puis arrivent dans le PS pour gagner encore en énergie (jusqu'à 25 GeV). À l'avant dernière étape, les protons sont envoyés dans le SPS pour être accélérés jusqu'à 450 GeV, avant d'être injectés dans les deux tubes faisceau du LHC. Là, il faut encore environ 20 minutes pour que les protons atteignent l'énergie maximale du LHC (à ce jour 6.5 TeV).

Pour la production de faisceaux de plomb, l'histoire est un peu différente. Ceux-ci sont produits à l'aide de sources Electron Cyclotron Resonance (ECR), puis accélérés par le LINAC-3 vers une cible d'épluchage en carbone de 1 μm d'épaisseur, passant de Pb^{27+} à Pb^{54+} . Ces ions, alors à une énergie de 4.2 MeV/u (MeV par nucléon), sont sélectionnés à l'aide d'un champ magnétique, puis accumulés et accélérés par le Low-Energy Injector Ring (LEIR) jusqu'à 72 MeV/u. C'est pendant cette étape qu'ils acquièrent une structure en paquets. Ces paquets sont alors envoyés dans la chaîne de production usuelle. D'abord dans le PS, pour y être accélérés jusqu'à une énergie de 5,9 GeV/u, puis transférés vers le SPS, passant de Pb^{54+} à Pb^{82+} grâce à une feuille d'aluminium, pour attendre une énergie de 177 GeV/u, avant de rejoindre le LHC où ils pourront atteindre l'énergie maximale de 2.51 TeV/u en Pb-Pb et 2.56 TeV/u en p-Pb.

En plus du type de particules, les différents faisceaux produits par le LHC peuvent varier en nombre de paquets par faisceaux et en espacement entre ces paquets. Pour définir ces différents schémas de remplissage, la nomenclature suivante fut définie [4] :

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

- `<espacement>` : Single, ou 2025 ns, ou 525 ns, ou 75 ns, ou 50 ns, ou 25 ns, etc. Cela correspond à l'espacement en temps entre les paquets, Single signifiant qu'un seul paquet est injecté. Cette espacement est relié avec la distance entre les paquets, qui doit être de 25 ns / 3 ns/nm = 8.3 m.
- `<Nb>b` : Nombre total de paquet par faisceaux.
- `<IP1/5>` : Nombre de croisements de paquets au Point d'Interaction (PI) 1 et 5.
- `<IP2>` : Nombre de croisements de paquets au PI 2 (ALICE).
- `<IP8>` : Nombre de croisements de paquets au PI 8.
- `<code>` : Suffixe libre permettant d'encoder des variantes du système de remplissage

Un exemple : `25ns_219b_207_174_180_48bpi8inj` correspond à un faisceaux de 219 paquets espacés de 25 ns dont 174 d'entre eux se croisent au niveau d'ALICE. Enfin, chaque

paquet est lui-même subdivisé en 10 emplacements (godets) radio-fréquences équidistants dans cette intervalle de temps de 25 ns. Bien qu'en principe au LHC seul le godet principal est rempli, la présence résiduelle de protons ou de Pb dans les autres emplacements nécessite de les prendre en compte dans les analyses (cf. Sec 3.2).

Concluons cette section par l'introduction d'une variable permettant de caractériser l'intensité de nos faisceaux : la luminosité L . Celle-ci est exprimée en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et relie généralement le nombre d'occurrences par unité de temps dN/dt d'un processus donné à sa section efficace σ tel que $dN/dt = L\sigma$. Pour la physique des accélérateurs, elle représente le nombre de croisements de particules par unité de surface et de temps tel que :

$$L = f_{\text{coll}} \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.1)$$

avec f_{coll} la fréquence des collisions, n_1 et n_2 le nombre de particules dans le paquet 1 et 2, σ_x et σ_y la largeur horizontale et verticale du faisceau en supposant un profil gaussien. La luminosité est bien entendu maximale lors de l'injection, puis décroît avec le temps au fur et à mesure que les paquets du faisceau collisionnent entre eux aux différents points de croisement. Notons que la luminosité du faisceau n'est pas la même que la luminosité collectée par les détecteurs du LHC, même si les deux quantités sont reliées. Cette dernière dépend grandement de l'efficacité de détection des différentes expériences, que nous allons maintenant présenter.

2.1.3 Les Expériences au LHC

L'anneau du LHC comporte au total six expériences, bien que celui-ci pourrait en accueillir jusqu'à huit. Parmi ces six expériences, quatre se dégagent par la dimension de leurs systèmes de détection :

- L'expérience [A Toroidal Lhc ApparatuS \(ATLAS\)](#) [5] accueille une collaboration comptant plus de 3000 membres. Son détecteur généraliste est aussi le plus grand jamais construit pour un collisionneur. Conçu pour la recherche de nouvelles particules et la détection du boson de Higgs, il remplit cette dernière mission en 2015 en collaboration avec CMS (voir ci-dessous).
- L'expérience [Compact Muon Solenoid \(CMS\)](#) [6] est une collaboration d'environ 2500 membres. Le programme de physique du détecteur est le même que celui d'ATLAS, mais le détecteur, d'une conception différente, permet des mesures complémentaires et/ou similaires à ce dernier.
- L'expérience [ALICE](#) arrive en troisième position par la taille de sa collaboration, comptant un peu plus de 1500 membres. Son détecteur, comme nous allons le voir par la suite, est spécialement conçu pour l'étude du PQG et des collisions d'ions lourds à haute multiplicité de particules.
- L'expérience [Large Hadron Collider beauty \(LHCb\)](#) [7] compte quand à elle une collaboration d'environ 700 membres. Le programme physique phare du détecteur est d'étudier l'asymétrie matière-antimatière.

Les deux dernières expériences, plus modeste en taille, sont situées près d'ATLAS et de CMS :

- L'expérience [Large Hadron Collider forward \(LHCf\)](#) [8] étudie les particules émises à très petits angles par rapport aux faisceaux pp du [LHC](#). Le but est de tester les modèles utilisés pour étudier l'énergie primaire des rayons cosmiques de très haute énergie. La collaboration compte environ 30 membres.
- L'expérience [TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement \(TOTEM\)](#) [9] évalue avec une grande précision la luminosité délivrée par le [LHC](#), mais aussi tente de mesurer avec la plus grande précision possible la taille du proton à travers l'étude des particules émises à très petits angles par rapport aux faisceaux pp. La collaboration comprend plus de 60 membres.

A l'heure actuelle, les quatre expériences principales ([ATLAS](#), [CMS](#), [ALICE](#), [LHCb](#)) possèdent un programme d'étude dédié aux ions lourds. Les acceptances de ces détecteurs sont différentes suivant les particules mesurées (Figure 2.2), permettant la complémentarité ou la redondance des mesures. Quand à la détection du charmonium, notons que la spécificité d'[ALICE](#) est sa capacité à les reconstruire dans une large acceptation en rapidité jusqu'à une impulsion transverse $p_T = 0$ GeV/c due à son champ magnétique faible, ce qui n'est pas le cas pour [ATLAS](#) et [CMS](#).

Passons maintenant à une description plus en détail de ce détecteur.

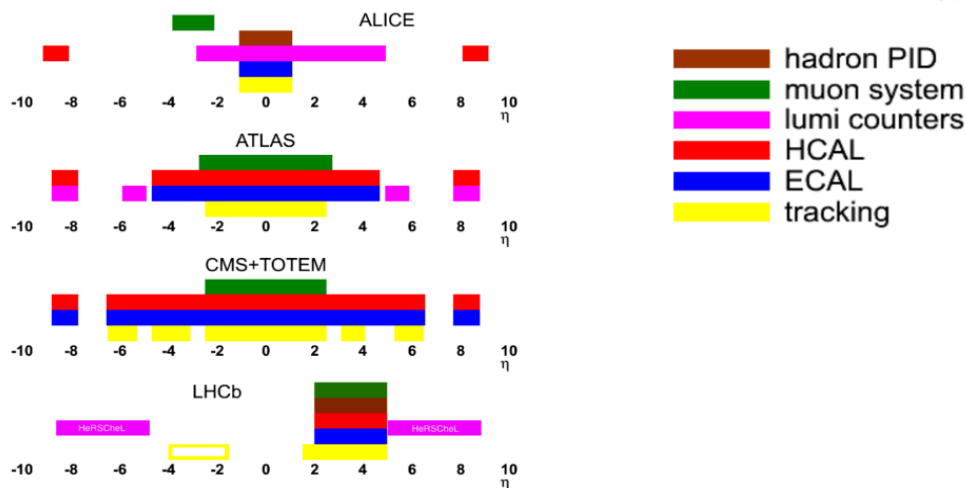


FIGURE 2.2 – Acceptances en fonction de la pseudo-rapidité des quatre expériences principales du [LHC](#) pour différents détecteurs.

2.2 Le Détecteur ALICE

De part le grand nombre de ses sous-détecteurs (18 au total), [ALICE](#) est un détecteur généraliste, capable d'effectuer une grande variété de mesures, en lien avec le grand nombre de sondes et d'observables étudiées pour caractériser le [PQG](#). Nous pouvons cependant diviser les détecteurs d'[ALICE](#) en deux catégories suivant leur couverture en rapidité :

- La première catégorie appartient au tonneau central et couvre un domaine en rapidité central ($|\eta| < 1.5$). Elle se compose de l'[Inner Tracking System \(ITS\)](#), la [Time Projection Chamber \(TPC\)](#), le [Transition Radiative Detector \(TRD\)](#), le [Time Of Flight](#)

(TOF), le High Momentum Particle Identification Detector (HMPID), le PHoton Spectrometer (PHOS), les détecteurs ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal) et Di-jet Calorimeter (DCal).

- La seconde catégorie est celle des détecteurs à rapidité avant. Elle se compose du Zero Degré Calorimeter (ZDC), des Photon Multiplicity Detector (PMD) et Forward Multiplicity Detector (FMD), des TZERO (T0) et VZERO (V0), et enfin des détecteurs du bras muon : le Muon Chambers (MCH) et le Muon TRigger (MTR).

Une vue d'ensemble d'ALICE est donnée Figure 2.3. Une revue complète de ces détecteurs et de leur récente mise à jour est donnée en [10]. Tous les détecteurs ne sont bien entendu pas nécessaires pour mener à bien notre analyse. Seul cinq d'entre eux sont requis pour obtenir les informations nécessaires à la mesure des muons issus de la décroissance du J/ψ ¹ ainsi que pour caractériser les collisions (appelé par la suite événements) qui nous intéresseront dans cette étude. Nous allons tout d'abord les décrire, en réservant une part importante au spectromètre à muon. Nous verrons ensuite comment les données sont enregistrées et reconstruites. Enfin nous décrirons le processus de production des simulations au sein d'ALICE, ingrédient essentiel de l'analyse.

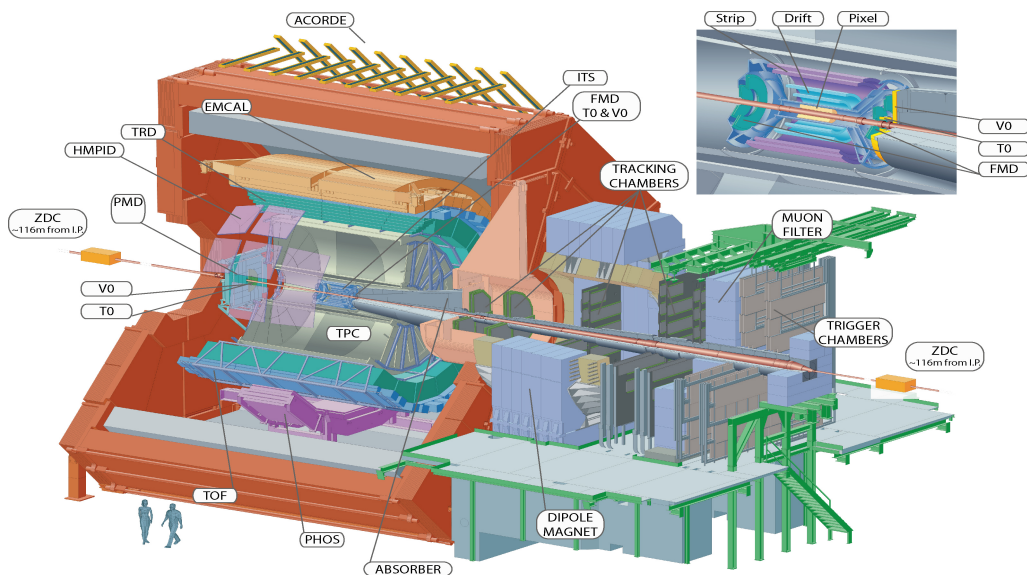


FIGURE 2.3 – Schéma de l'expérience ALICE et de ses différents détecteurs.

2.2.1 Les Détecteurs utilisés pour la mesure du J/ψ

Le Système Interne de Trajectographie : l'ITS

Description : L'ITS est un détecteur situé au plus près du PI. Il est composé de six couches cylindriques de détecteurs en silicium couvrant une surface de $6,28 \text{ m}^2$. Trois technologies sont utilisées suivant les couches du détecteurs : les deux premières couches sont des détecteurs à pixels ou Silicon Pixel Detector (SPD) (4 cm et 7 cm de rayon), les deux suivantes sont des détecteurs à dérives ou Silicon Drift Detector (SDD) (15 cm et 24 cm de rayon), et les deux dernières sont de type micro-pistes ou Silicon Strip Detector (SSD) (39 cm et 44 cm de rayon).

¹Notons que le J/ψ est aussi mesuré à petite rapidité dans le tonneau central de l'expérience via son canal de décroissance $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$

Fonctionnement : L'ITS est conçu pour fonctionner dans un environnement avec une grande densité de particules (jusqu'à 80 particules/cm²). Sa résolution spatiale est de l'ordre de $\sim 100 \mu m$ dans le plan x-y et $\sim 400 \mu m$ en z. Il permet l'identification de certaines particules en mesurant leur perte d'énergie et leur trajectoire telles que les pions et les électrons (pour $p < 150 \text{ MeV}/c$), mais aussi les kaons (pour $p < 500 \text{ MeV}/c$) et les protons (pour $p < 900 \text{ MeV}/c$). Dans notre analyse, la partie la plus importante est le SPD qui permet la reconstruction du vertex primaire.

Rôles dans cette analyse :

- Reconstruire les segments de trajectoire des particules chargées qui le traversent.
- Localiser le vertex primaire de la collision, ainsi que les vertex secondaires de désintégration des particules émises.
- Identifier certaines particules chargées de faible impulsion transverse.

Le Calorimètre à Zéro Degrés : ZDC

Description : Le calorimètre à zéro degré (ZDC) est un détecteur situé de part et d'autre du PI mais à plus grande distance. Il est composé de six calorimètres (deux groupes de trois), eux-même composés d'une série de plaques de métal lourd rainurées pour loger une matrice de fibres en quartz (élément actif). Ces calorimètres sont de trois types : le calorimètre à neutron (ZDC_n), à proton (ZDC_p) et électromagnétique (ZDC_{em}). Les calorimètres à proton et neutron sont distants de 112.5 mètres du PI, tandis que les deux ZDC_{em} se trouvent plus près (7 mètres) avec la particularité d'être du même côté du point d'interaction.

Fonctionnement : Les ZDC_p et ZDC_n couvrent un intervalle en pseudo-rapacité $6,5 < |\eta| < 8,8$, tandis que celui du ZDC_{em} est $4,8 < |\eta| < 5,7$. Le ZDC fonctionne sur le principe de détection de cascades de particules (gerbes) créées par des particules incidentes sur le détecteur : les particules de haute énergie traversent le matériau passif, créant une gerbe. Les particules de la gerbe émettent un rayonnement Cherenkov dans les fibres, et la lumière est propagée jusqu'à des photo-multiplieurs.

Rôles dans cette analyse :

- Mesurer le nombre de nucléons spectateurs de la collision.
- Identifier les événements issus d'interactions électromagnétiques.
- identifier les collisions satellites par coupure temporelle.

Le VZERO

Description : Le V0 se compose de deux disques de scintillateurs organiques. Il est situé de part et d'autres du PI et se divise en deux parties : le V0A, placé à 340 cm du PI, couvrant un intervalle en pseudo-rapacité $2,8 < \eta < 5,1$; le V0C, situé à -90 cm du PI, couvrant un intervalle en pseudo-rapacité $-3,7 < \eta < -1,7$. Chaque disque comporte 32 compteurs élémentaires répartis sur 4 anneaux concentriques, formant ainsi 8 secteurs. Chaque compteur élémentaire se compose d'un scintillateur avec fibres optiques.

Fonctionnement : Au passage d'une particule dans le détecteur, les scintillateurs organiques émettent de la lumière par effet d'excitation et de désexcitation. Cette lumière est transportée par fibre optique jusqu'à des photo-multiplieurs installés à 3 mètres du détecteur.

Rôles dans cette analyse :

- Compter les événements afin de mesurer la luminosité.
- Délivrer un signal de déclenchement aux différents détecteurs.
- Mesurer le plan de réaction de la collision.
- Estimer la centralité des collisions Pb–Pb grâce à des signaux de déclenchement à seuil.
- Identifier les interactions faisceaux-gaz.

Le T0

Description : Le T0 est également un détecteur composé de deux parties appelées T0A et T0C : le T0A (T0C) est situé à 350 cm (-70 cm) du PI et couvre un domaine en pseudo-rapacité $4,61 < \eta < 4,92$ ($-3,78 < \eta < -2,97$). Ces deux détecteurs se composent de 12 compteurs Cherenkov à quartz couplés à des photo-multiplieurs (56 voies de lecture au total).

Fonctionnement : Il s'agit d'un détecteur Cherenkov.

Rôles dans cette analyse :

- Compter les événements afin de mesurer la luminosité.
- Délivrer un signal de déclenchement aux différents détecteurs.
- Délivrer une mesure du temps de l'interaction pour les autres détecteurs avec une grande précision.
- Identifier les interactions faisceaux-gaz.

2.2.2 Le Spectromètre à Muon d'ALICE

Comme son nom l'indique, le spectromètre à muon d'ALICE sert à la détection des muons et est utilisé dans la mesure de la production des quarkonia (J/ψ , $\psi(2S)$, $\Upsilon(1s)$, $\Upsilon(2s)$, $\Upsilon(3s)$), des mesons de basse masse (ρ, ω, ϕ), des saveurs lourdes ouvertes (D et B) et aussi des bosons de jauge (W^\pm, Z^0). Son domaine de couverture en pseudo-rapacité est $-4 < \eta < -2,5$ pour un intervalle d'acceptance en rapidité $2,5 < y < 4$ pour le J/ψ (et pour les états quarkonia en général), ainsi qu'une couverture azimutale de 2π . Un schéma représentant le spectromètre est donné par la Figure 2.4. Celui-ci est composé de plusieurs parties que nous allons maintenant décrire.

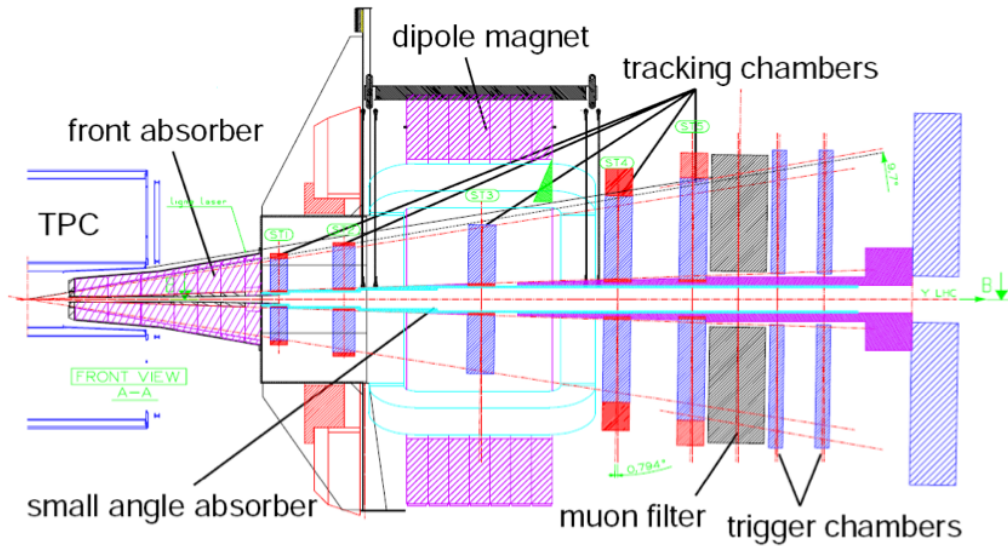


FIGURE 2.4 – Schéma du spectromètre à muon

Les Absorbeurs

Le spectromètre doit être équipé d'absorbeurs performants afin de protéger les chambres à muons de la multitude de particules produites au niveau du PI dans les collisions Pb–Pb les plus centrales tout en dégradant le moins possible la qualité du signal. Au total, 4 absorbeurs sont installés dans le spectromètre :

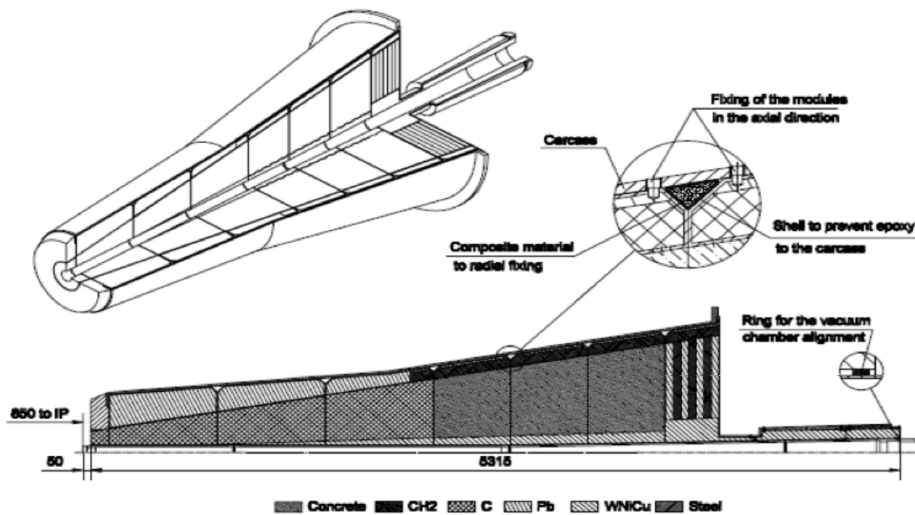


FIGURE 2.5 – Schéma de l'absorbeur frontal du spectromètre à muon

L'Absorbeur Frontal est le plus proche du PI (90 cm). Long de 4,3 mètre (Figure 2.5), son rôle est d'atténuer le flux de hadrons arrivant du PI et émis dans l'acceptance du spectromètre à muons, tout en protégeant les détecteurs de la partie centrale des particules secondaires produites émises depuis sa position. Ses dimensions ainsi que sa composition sont optimisées pour permettre l'arrêt des hadrons issus du PI et des muons issus de la décroissance des pions et des kaons, tout en limitant les diffusions multiples des muons

qui nous intéressent. Technologiquement, cela se traduit par un gradient de la densité de matière tout au long de l'absorbeur : la partie la plus proche du **PI** est composée de carbone et de béton (faible masse atomique), minimisant la perte d'énergie et la diffusion multiple des muons ; la partie arrière contient une succession de couches de plomb et de polyéthylène boré (haute masse atomique), absorbant les photons et les neutrons de basse énergies. A cela s'ajoute une couche externe (elle aussi de plomb et de polyéthylène boré) protégeant la TPC des particules rétro-diffusées, ainsi qu'une couche interne (en alliage de plomb et de tungstène) limitant la contamination des particules issues d'interactions faisceau-gaz ainsi que ceux produits lors d'interactions secondaires avec ce dernier.

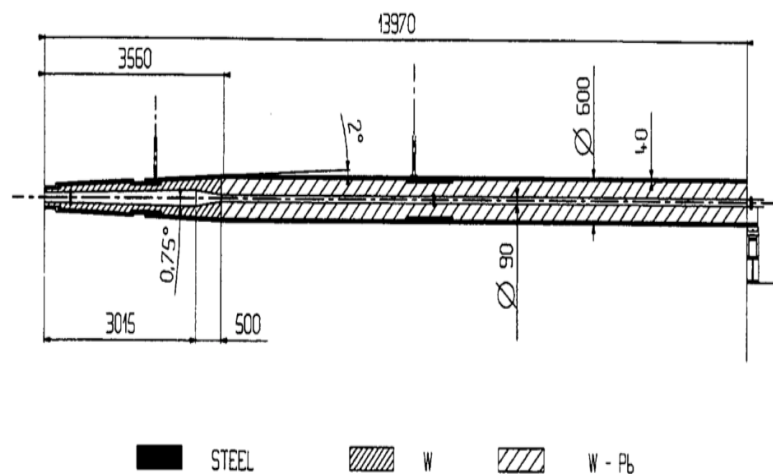


FIGURE 2.6 – Schéma du blindage faisceau du spectromètre à muon

Le Blindage du Tube Faisceau s'étend tout le long du spectromètre (Figure 2.6). Composé de matériaux denses (tungstène, plomb, acier), son rôle est de protéger les détecteurs des particules produites à grande rapidité ou issues des interactions faisceau-gaz qui vont interagir dans la cavité faisceau, notamment à la fin de l'absorbeur frontal.

Le Filtre à Muons est l'avant dernier absorbeur, situé entre la dernière chambre du trajectographe et la première chambre du déclencheur. D'une épaisseur de 1,2 m et composé d'alliage en fer, son rôle est de stopper les derniers hadrons énergétiques ayant traversé l'absorbeur frontal.

L'Absorbeur Arrière situé derrière le déclencheur, permet d'éliminer le bruit de fond du **LHC** provenant des interactions faisceau-gaz. Il s'agit d'un mur de fer carré de 1,1 m de côté et d'une épaisseur de 1 m.

L'Aimant Dipolaire

L'aimant dipolaire, situé au niveau de la troisième station du trajectographe, fournit un champ magnétique B de 3 T.m (intégré en z). Il s'agit d'un aimant de type résistif constitué de bobines traversées par un courant continu et refroidi par eau, fonctionnant à température ambiante. Le champ magnétique horizontal, créé perpendiculairement à l'axe

faisceau, courbe la trajectoire des particules chargées dans le plan vertical (plan de courbure), permettant ainsi de mesurer leur impulsion.

Le Trajectographe

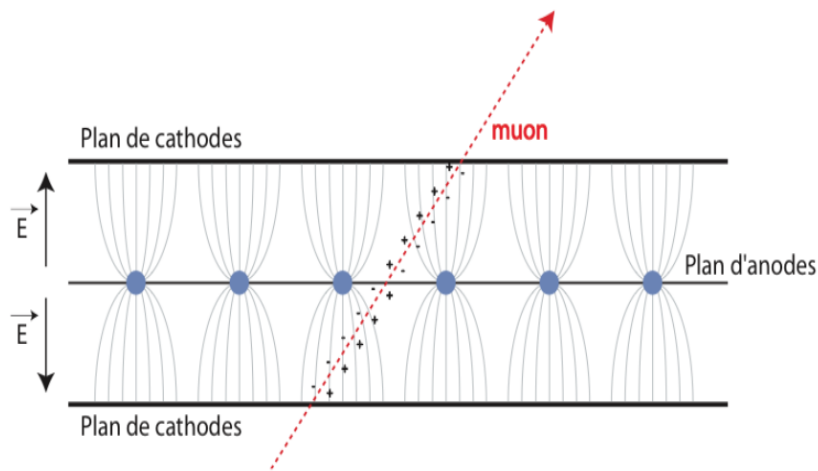


FIGURE 2.7 – Schéma du fonctionnement d'une chambre à fil

Le trajectographe (**MCH**) sert à mesurer la trajectoire des muons et à remonter ainsi à leur caractéristiques cinématiques. Il se situe entre l'absorbeur central et le filtre à muons et est constitué de 5 stations de détection composées de deux plans de détection identiques (chambres). Notons que ces stations sont de plus grande dimension que l'acceptance du spectromètre pour permettre de prendre en compte la courbure des traces dans le champ magnétique et réduire les effets de bords. Deux stations sont placées avant le dipôle (5,4 m et 6,8 m par rapport au **PI**), une autre est située au milieu de l'aimant (9,7 m), les deux dernières sont placées juste avant le filtre à muons (12,65 m et 14,25 m).

Les éléments de détection, sous forme de latte ou de quadrant, sont des chambres à fils (Figure 2.7) composées d'un plan de fils (anode) inséré entre deux plans de cathodes (masse). Sous haute tension (≥ 1600 V), les fils baignent dans un mélange d'Ar (80%) et de CO₂ (20%). Au passage d'une particule chargée, des paires électrons-ions primaires sont créés par ionisation, et sous l'effet du champ électrique, ces charges libres dérivent soit vers les cathodes (ions) soit vers l'anode (électrons). Les charges négatives au niveau de l'anode subissent encore une accélération et peuvent alors ioniser à nouveau le gaz, créant des paires secondaires en cascade. Cela induit un signal positif au niveau des cathodes, qui sont segmentées en pads. La distribution de la charge collectée par les différents pads permet de localiser précisément le **PI** de la particule avec la chambre.

Le Déclencheur à Muon

Le déclencheur à muon (**MTR**) est composé de quatre chambres de détection constituées de deux plaques résistives de bakélite (**Resistive Plate Chamber (RPC)**) connectées à des feuilles de graphite sous haute tension segmentés en bandes de lecture (**strip**) qui collectent le signal électrique généré lors du passage d'une particule. Ces **strips** sont lues par groupe de 8 ou 16 via des cartes de lectures, qui sont elles-même lues par des **Local Boards**

regroupant ces cartes dans les quatre chambres de détection selon une géométrie projective. Au niveau des performances, son temps de réponse est de l'ordre de 20 ns, avec une montée du signal de 2 ns.

Le **MTR** fournit un signal de déclenchement dans le cas d'événements où un ou plusieurs muons sont détectés avec une impulsion transverse au dessus d'un certain seuil. La raison de ce seuil vient là encore des muons de faible impulsion issus de la décroissance des hadrons, et de la nécessité de limiter le taux de déclenchement pour le rendre traitable par l'électronique. Il est calculé en estimant la déviation d'une trace entre les deux stations en supposant que celle-ci provienne du vertex d'interaction. Notons d'ailleurs que ce seuil n'est pas le même suivant le système de collision. Les valeurs de ces seuils, qui seront dénommés par la suite *haut* et *bas*, sont configurables et varient d'une période de prise de données à l'autre (voir Sec.2.3.1).

2.3 Acquisition et Traitement des Données dans ALICE

De part la haute fréquence des collisions, il est nécessaire pour **ALICE** d'avoir un système qu'acquisition (**Data Acquisition (DAQ)**) [11] performant et permettant la coordination des différents détecteurs. En effet, il est impossible d'enregistrer tous les événements à cause notamment des différents temps d'acquisitions et du traitement des signaux (temps mort), propres à chaque détecteur. Une des stratégies adoptées sera de ne lancer la procédure d'acquisition que dans le cas où l'événement courant satisfait un certain nombre de critères, évitant ainsi la saturation de la **DAQ**. Par exemple il s'agira dans notre cas de ne lancer l'acquisition que pour des événements ayant au moins deux muons de signes opposés vers l'avant. On pourra aussi réduire le taux de déclenchement en n'enregistrant qu'un événement sur dix par exemple (down scaling), ou encore mettre en place des dispositifs de partage de temps d'acquisition avec différents critères de déclenchement (time sharing). Enfin, puisque certaines analyses ne nécessitent que les informations de certains détecteurs, une dernière stratégie consiste à les grouper en **cluster**. Ces clusters pourront alors enregistrer des données même si les autres détecteurs non inclus sont en temps mort, stratégie particulièrement intéressante lorsqu'il s'agit de détecteurs rapides, comme par exemple le cluster **MUFAST (SPD,MCH,MTR,V0,T0, ACORDE)**. Notons qu'un détecteur peut faire partie de plusieurs clusters, si ce n'est que son temps mort est alors partagé entre tous.

2.3.1 Le Système de Déclenchement

Le système de déclenchement et d'acquisition d'**ALICE** fonctionne de la façon suivante : un ou plusieurs signaux de déclenchement provenant d'un ou plusieurs détecteur (**V0, ZDC, MTR ...**) sont envoyés vers un processeur central appelé **Central Trigger Processor (CTP)** qui combine ces signaux d'après les critères de déclenchement souhaités. Dans la limite des performances des détecteurs, de leur électronique de lecture, de la bande passante du système d'acquisition (**DAQ**), et de la capacité de stockage des données brutes, le **CTP** est configuré en fonction des priorités dictées par le programme de physique d'**ALICE**. Ainsi, différentes configurations de déclenchements (ou **classes de déclenchement**) ont été mises en place. Une liste non exhaustive de ces signaux logiques est donnée dans le Tableau 2.2. Une **classe de déclenchement** définit la combinaison des signaux émis par les déclencheurs désirés (première partie du nom) et le regroupement de détecteurs concernés (dernière partie du nom). La liste des **classes de déclenchement** utilisées

dans cette analyse est donnée dans le Tableau 2.3. Les mentions “seuil bas p_T ” et “seuil haut p_T ” désignent les coupures seuils du MTR à basse et haute impulsion transverse que peuvent ou non passer les traces reconstruites. Nous reviendrons plus tard sur leurs utilisations et à quels niveaux des analyses elles interviennent.

Détecteur	Signal	Description
VZERO	0VBA	N coup ≥ 1
	0VBC	N coup ≥ 1
	0V0M	N coup > N seuil défini pour la période
	0VLN	seuil bas V0A & V0C
	0VHN	seuil haut V0A & V0C
MTR	0MSL	muon simple, seuil bas p_T
	0MSH	muon simple, seuil haut p_T
	0MUL	2 muons de signes opposés, seuil bas p_T
	0MLL	2 muons de même signe, seuil bas p_T
ZDC	1ZAC	ZNA & ZNC
T0	0TVX	T0 vertex ± 10 cm
SPD	0SM2	multiplicité couche extérieure ≥ 2

TABLEAU 2.2 – Signaux de déclenchement associés aux déclencheurs

Le CTP prend ensuite la décision de déclencher ou non l’acquisition des détecteurs concernés suivant sa configuration des critères de sélection (temps mort, down scaling, time sharing, ...). Les temps de décisions du CTP sont répartis en plusieurs niveaux, en fonction du temps nécessaire pour que les signaux des détecteurs concernés soient produits et lui parviennent :

- L0 : Il s’agit du niveau le plus rapide de déclenchement (1,2 μ s de latence) composé du V0, du T0, du SPD, de EMCAL et du MTR. C’est celui qui s’applique aux classes qui nous intéressent.
- L1 : Il traite de l’information du ZDC et du TRD, avec une latence de 6,5 μ s.
- L2 : Il s’agit du niveau le plus lent (88 μ s de latence correspondant au temps de dérive des électrons dans la TPC) qui prend la décision définitive de conserver ou de rejeter un événement

Pour chacun des trois niveaux de décision, des compteurs appelés scalers enregistrent, pour chaque classe de déclenchement, tous les événements concernés, avant (l0b) et après (l0a) la décision du CTP de déclencher ou non l’acquisition. Ces scalers nous serviront par la suite pour normaliser notre nombre d’événements analysés ayant déclenché la classe CMUL7-B-NOPF-MUFAST à un nombre équivalent d’événements Minimum Bias (MB) (voir Sec.3.5 et Sec.4.5).

En complément, un déclencheur de haut niveau appelé High Level Trigger (HLT) permet une sélection plus fine des événements via une pré-reconstruction en ligne des données. Il a également pour rôle la compression des données sans perte physique.

Configuration	Nom de la classe	Définition
MB	CINT7-B-NOPF-MUFAST C0TVX-B-NOPF-CENTNOTRD	CINT7 = 0VBA & 0VBC C0TVX = 0TVX
Muon simple	CMSL7-B-NOPF-MUFAST CMSH7-B-NOPF-MUFAST	CMSL7 = CINT7 & 0MSL CMSH7 = CINT7 & 0MSH
Dimuon	CMUL7-B-NOPF-MUFAST CMLL7-B-NOPF-MUFAST	CMUL7 = CINT7 & 0MUL CMLL7 = CINT7 & 0MLL
Centrale	C0V0M-B-NOPF-CENTNOTRD	C0V0M = 0VBA & 0VBC & 0V0M

 TABLEAU 2.3 – Les [classes de déclenchement](#) utilisées et leur définition

2.3.2 Le Système d'Acquisition

La procédure de la [DAQ](#) d'[ALICE](#) est la suivante :

- Réception par les détecteurs du signal de déclenchement de niveau L2.
- Transfert des données aux [Local Data Concentrators \(LDC\)](#) chargés de la reconstruction des sous-événements via le [Detector Data Link \(DDL\)](#). Si celui-ci est occupé, les données sont stockées dans la mémoire tampon d'une [ReadOut Receiver Card \(RORC\)](#).
- Réduction de la taille des données par le [HLT](#).
- Reconstruction totale ou partielle de l'événement au niveau du [Global Data Collector \(GDC\)](#) suivant la décision du [HLT](#).
- Stockage des données reconstruites sur des supports permanents [Permanent Data Storage \(PDS\)](#).

Le taux maximum de transfert pour la procédure est de 1,25 Go/s après compression du [HLT](#) , 0,24 Go/s pour le spectromètre à muons.

2.3.3 Reconstruction et Analysis des données

Une fois stockées, les données brutes sont transformées en fichiers [Event Summary Data \(ESD\)](#) contenant les informations essentielles aux analyses ainsi qu'à certaines calibrations et études de performances des détecteurs. Ces fichiers sont une nouvelle fois filtrés en fichiers encore plus petits appelés des [Analysis Object Data \(AOD\)](#), et c'est sur ce type de fichier que l'analyse fut menée. Un schéma du traitement des données dans le cadre d'[ALIROOT](#) est donné Figure 2.8. La partie de gauche représente les étapes du traitement des simulations, que nous allons voir ci-dessous. Notons que les procédures de reconstruction sont les même qu'il s'agisse des données expérimentales ou simulées. Cette étape de traitement de données, tout comme celle du stockage, est d'une grande importance au regard de la quantité de données enregistrées par an ($\sim 2P0$). Pour traiter toute cette masse d'information, une infrastructure appelés [LHC Computing Grid \(LCG\)](#) permet la distribution et l'analyse en parallèle des données dans plusieurs centres de calcul internationaux.

Par ailleurs, certaines informations relatives aux conditions du faisceau et à la prise de

données sont stockées dans une base de données et accessible via une application web appelée logbook [12]. Enfin, les informations sur entre autre l’alignement, la calibration des détecteurs, le champ magnétique ou encore les *scalars* sont stockées dans une autre base de données, appelée *Offline Condition Data Base (OCDB)*, qui est utilisée dans la simulation, la reconstruction et l’analyse de données.

La reconstruction et l’analyse des données dans ALICE se fait à l’aide de deux structures :

- **ROOT** [13] : Un logiciel écrit en langage C++. il permet entre autre le formatage de donnée et contient une banque de classes, méthodes et outils statistiques pour l’analyse. Son développement commença en 1994 pour les besoins du CERN, et il est maintenant utilisé dans de nombreux domaines et expériences.
- **ALIROOT** [14] : Il s’agit une variante de ROOT spécifique à l’expérience ALICE développée par la collaboration. Il contient la géométrie des détecteurs ainsi que les outils nécessaires pour les simulations, la reconstruction et l’analyse d’événements.

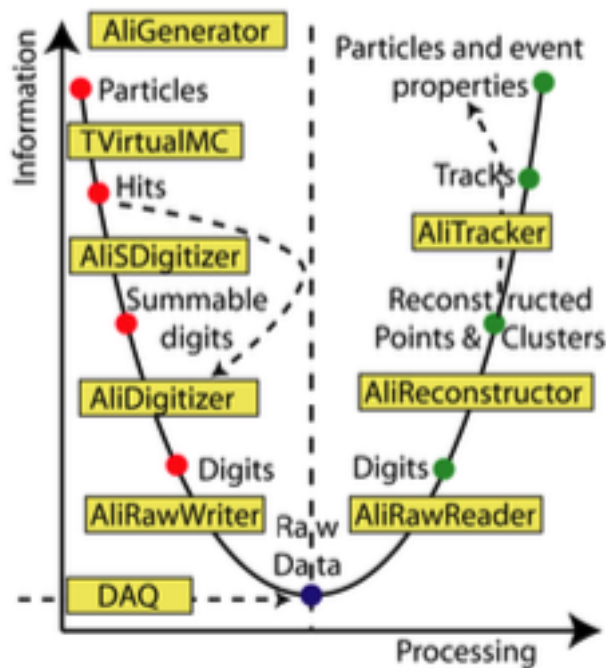


FIGURE 2.8 – Schéma de la procédure de génération et de reconstruction des données dans le cadre d’ALIROOT

2.3.4 Simulations Monte Carlo dans ALICE

Dans le but de connaître la fonction de réponse de notre détecteur, autrement dit l’acceptance-efficacité $A\epsilon$, les simulations *Monte Carlo (MC)* jouent un rôle crucial. Ces simulations numériques se font suivant plusieurs étapes [15] :

- **La génération des particules** : elle peut être faite grâce à des générateurs d’événements basés sur des modèles théoriques (tels que *PYTHIA* [16] pour les collisions

pp et HIJING [17] pour les collisions Pb–Pb, éventuellement enrichies avec les particules qui nous intéressent.) mais aussi des générateurs avec des distributions cinétiques de générations p_T - y paramétrées.

- **La propagation dans le détecteur** : elle est effectuée par des codes de transports tel que GEANT3 [18]. Notons que la décroissance des particules y est pris en compte.
- **La conversion des Hits en Digits** : les impacts (Hits) des différentes particules ayant traversées le détecteur sont convertis en SDigits (après application de la fonction de réponse du détecteur) puis en Digits (prise en compte de la calibration, du bruit et de la saturation de l'électronique). C'est lors de cette dernière étape que la décision du MTR est simulée et enregistrée.

Finalement, les données simulées sont mises sous un format brut appelé Raw, identique à celui des données, et vont alors suivre les mêmes étapes de reconstructions que ces dernières (Figure 2.8).

Dans la suite de cette analyse, les simulations seront dénommées *pures* ou *enrichies*. Dans le premier cas, il s'agira de simulations où uniquement des J/ψ sont directement simulés suivant une distribution réaliste du PI stocké dans l'OCDB et selon des fonctions cinétiques de générations en p_T - y extraites des données (cf. Sec.3.4.2). Ces simulations sont utilisées pour les études de collisions pp. Dans le second cas, ces simulations pures sont en plus reconstruites au sein d'événements MB mesurés dans les données et sont typiquement utilisées pour les études Pb–Pb. De cette manière, nous pouvons reproduire les phénomènes de perte d'efficacité due à la multiplicité des particules dans nos détecteurs, c'est-à-dire l'occupation de celui-ci, et mener des études en fonction de la centralité de la collision (cf. Sec.4.1).

2.4 Références

- [1] ALICE, Aamodt and others, JINST **3**, S08002 (2008). 36
- [2] LHC France. 36
- [3] LHC France. 37, LXXXIII
- [4] LHC Programme Coordination, Lhc filling scheme. 38
- [5] ATLAS, Aad, G. and others, JINST **3**, S08003 (2008). 39
- [6] CMS, Chatrchyan, S. and others, JINST **3**, S08004 (2008). 39
- [7] LHCb, Alves, Jr., A. Augusto and others, JINST **3**, S08005 (2008). 39
- [8] LHCf, Kawade, K. and others, JINST **9**, P03016 (2014), arXiv :1312.5950. 40
- [9] TOTEM, Latino, G., The totem experiment at the lhc, in *QCD and high energy interactions. Proceedings, 44th Rencontres de Moriond, La Thuile, Italy, March 14-21, 2009*, pp. 357–360, 2009, arXiv :0905.2936. 40
- [10] ALICE Collaboration, Abelev and others, CERN Report No. CERN-LHCC-2012-012. LHCC-I-022. ALICE-UG-002, 2012 (unpublished). 41

- [11] F. Carena and others, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **741**, 130 (2014). [47](#)
- [12] Carena, F. and others, The alice electronic logbook, in *Proceedings, 17th Conference on Computing Applications in Nuclear and Plasma Sciences on Real Time (RT2010) : Lisbon, Portugal, May 24-28, 2010*, 2010. [50](#)
- [13] Antcheva, I. and others, Comput. Phys. Commun. **180**, 2499 (2009), arXiv :1508.07749. [50](#)
- [14] Carminati, F. and Morsch, and others, eConf **C0303241**, TUMT004 (2003), arXiv :physics/0306092. [50](#)
- [15] L. Aphecetche and others, (2009). [50](#)
- [16] Sjostrand and others, Comput. Phys. Commun. **191**, 159 (2015), arXiv :1410.3012. [50](#)
- [17] Gyulassy, Miklos and Wang, Xin-Nian, Comput. Phys. Commun. **83**, 307 (1994), arXiv :nucl-th/9502021. [51](#)
- [18] Brun, René and others, Geant detector description and simulation tool, 1994. [51](#)

CHAPITRE 3

ANALYSE DE LA PRODUCTION DE J/ψ DANS LES COLLISIONS PP À $\sqrt{S} = 5.02$ TEV

« Le pourcent c'est important »

Philippe Pillot

Sommaire

3.1 La tâche d'assurance qualité QA	55
3.2 Sélection des traces et des événements	58
3.2.1 Sélection des événements	58
3.2.2 Sélection des traces	59
3.3 Extraction du signal	60
3.3.1 Caractérisation du signal	62
3.3.2 Caractérisation du bruit de fond	63
3.3.3 Construction des tests, critères de validité et incertitudes systématiques	64
3.3.4 Résultats	65
3.4 Correction d'Acceptance-Efficacité	67
3.4.1 Estimation de l'acceptance-efficacité	67
3.4.2 Estimation des fonctions de génération et des incertudes liées	67
3.4.3 Efficacité du trajectographe	72
3.4.4 Efficacité du déclencheur	80
3.4.5 Efficacité d'appariement	85
3.5 Mesure de la luminosité	85
3.5.1 Méthodes de calcul de F_{norm}	86
3.5.2 Résultats	87
3.6 Résumé des erreurs systématiques	90
3.7 Résultats	90
3.7.1 Section Efficace $\sigma_{J/\psi}^{\text{PP}}$	90

3.7.2 Extraction du $\langle p_T \rangle$ et du $\langle p_T^2 \rangle$	94
3.8 Références	97

NOUS avons présenté dans le chapitre précédent le fonctionnement de l'expérience ALICE ainsi que la manière dont sont mesurées, reconstruites et enregistrées les données issues des collisions de faisceaux. Il s'agit maintenant de procéder à leur analyse afin d'en extraire les données physiques qui nous intéressent. La première étape présentée dans ce chapitre est la mesure de la section efficace de production du J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV ($\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$). Rappelons que celle-ci nous servira de référence par la suite dans la quantification des différents effets nucléaires chauds affectant notre particule.

La section efficace d'un processus donné est définie comme le nombre d'occurrences du dit processus sur le nombre d'occurrences possibles. Dans cette analyse, il s'agit bien entendu de la production d'un J/ψ . Ainsi, $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$ est définie comme le nombre de J/ψ réel (c'est-à-dire corrigé de tous biais expérimentaux) divisé par la luminosité enregistrée par l'expérience (représentant le nombre d'occurrences possibles) tel que :

$$\frac{d^2\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}}{dp_T dy} = \frac{N_{J/\psi}(\Delta p_T, \Delta y)}{\text{BR}_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-} L_{\text{int}}^{\text{pp}} A\epsilon(\Delta p_T, \Delta y) \Delta p_T \Delta y} \quad (3.1)$$

Les différents termes de cette équation sont :

- $N_{J/\psi}$: le nombre brut de J/ψ mesurés extrait des données.
- $L_{\text{int}}^{\text{pp}}$: la luminosité intégrée.
- $\text{BR}_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-} = 5.96 \pm 0.03$ % : le rapport d'embranchement du canal de décroissance dimuonique du J/ψ [1].
- $A\epsilon$: la correction d'acceptance-efficacité du détecteur.
- $\Delta p_T \Delta y$: la largeur des intervalles en p_T et y .

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps les critères de sélection et de contrôle qualité de notre échantillon de données de collisions pp. Par la suite, nous discuterons des critères de sélection des traces muons. Puis nous détaillerons une à une les méthodes suivies dans l'évaluation de $N_{J/\psi}$, $A\epsilon$ et $L_{\text{int}}^{\text{pp}}$ (Eq. 3.1) ainsi que l'évaluation des incertitudes systématiques liées à chacun de ces termes, attestant de la précision sur notre mesure. Enfin nous présenterons les résultats finaux obtenus que nous comparerons aux prédictions théoriques issues de deux modèles.

3.1 La tâche d'assurance qualité QA

ALICE enregistra des collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV délivrées par le LHC du 19 au 23 Novembre 2015, correspondant à un total de 6 remplissages de l'accélérateur. Pendant cette période, appelée LHC15n, les schémas de remplissage (cf. Sec.2.1.2) sont au nombre de 5 :

- CMul7ti_44b_22_22_22_4bpi12inj
- 25ns_219b_207_174_180_48bpi8inj
- 25ns_889b_877_828_828_72bpi15inj
- 25ns_1465b_1453_1218_1248_144bpi13inj_sp

- 25ns_1825b_1813_1438_1486_144bpi16inj_sp

Cette période représente un total de 88 runs. La première étape de sélection consiste à leur appliquer un premier nombre de critères standards à remplir. Pour la mesure des muons dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, des critères de bases sont requis pour chaque run :

- Période : LHC15n
- Durée du run : > 10min
- Type de run : PHYSICS
- Enregistrement GDC mStream : Oui
- Courant dans le dipôle : -6 ou +6 kA
- Détecteur en déclenchement : au moins le déclencheur muon (MUON_TRG)
- Détecteurs en acquisition : au moins le déclencheur muon (MUON_TRG) et le trajectographe à muon (MUON_TRK)
- Faisceau : stable
- Énergie du faisceau : 2,51 TeV
- Données des détecteurs en acquisition validées pour la reconstruction

Le dernier point (la validation des données) est effectué par les experts de chaque détecteur au moment de l'enregistrement des collisions pp. Mais avant de passer à l'analyse proprement dite, il faut s'assurer de la bonne qualité des données sélectionnées. En effet, celle-ci peut être dégradée par des performances anormales des détecteurs pendant les prises de données. Une procédure standard de contrôle appelée la tâche assurance qualité (**Quality Assurance (QA)**) est appliquée au niveau des données reconstruites **ESD**. Il s'agit dans les faits d'examiner une série de variables attestant de la stabilité de l'état du spectromètre à muon et de son efficacité de détection pour les runs sélectionnés. Nous allons pour notre part n'en présenter que deux.

La première observable est le nombre d'impact (**cluster**) moyen par trace reconstruite et par chambre dans le trajectographe (**MCH**). Dans le cas d'une efficacité de 100% , ces valeurs moyennes devraient être égales ou supérieures à 1, le dernier cas provenant d'un léger overlap des éléments de détection composant les chambres. Nous pouvons voir cette distribution en fonction du numéro de run Figure 3.1. Celle-ci est stable tout au long de la période de prise de données, avec quelques fluctuations de l'efficacité causée par la perte de certain éléments de détection, et une forte perte d'efficacité de la chambre 10 pour le run 244453. Notons aussi que pendant le run 244456, le trajectographe à muon était éteint. L'effet de ces pertes d'efficacité affecte bien entendu la reconstruction des traces dans le cas d'une redondance des zones mortes dans le système de détection (discuté plus loin Sec.3.4.3), mais comme les autres chambres fonctionnent correctement pour le run 244453, celui-ci est gardé dans la sélection.

La seconde observable présentée ici est le nombre moyen de traces reconstruites par événement déclenché en fonction du numéro du run. Trois types de traces sont à l'étude,

suivant que celles-ci soient reconstruites dans le trajectographe, le **MTR**, ou bien les deux. La Figure 3.2 montre ce nombre de traces pour la **classe de déclenchement** CMUL7 (cf. Sec.2.3.1). Là encore, nous constatons une très bonne stabilité sur toute la période de prise de données.

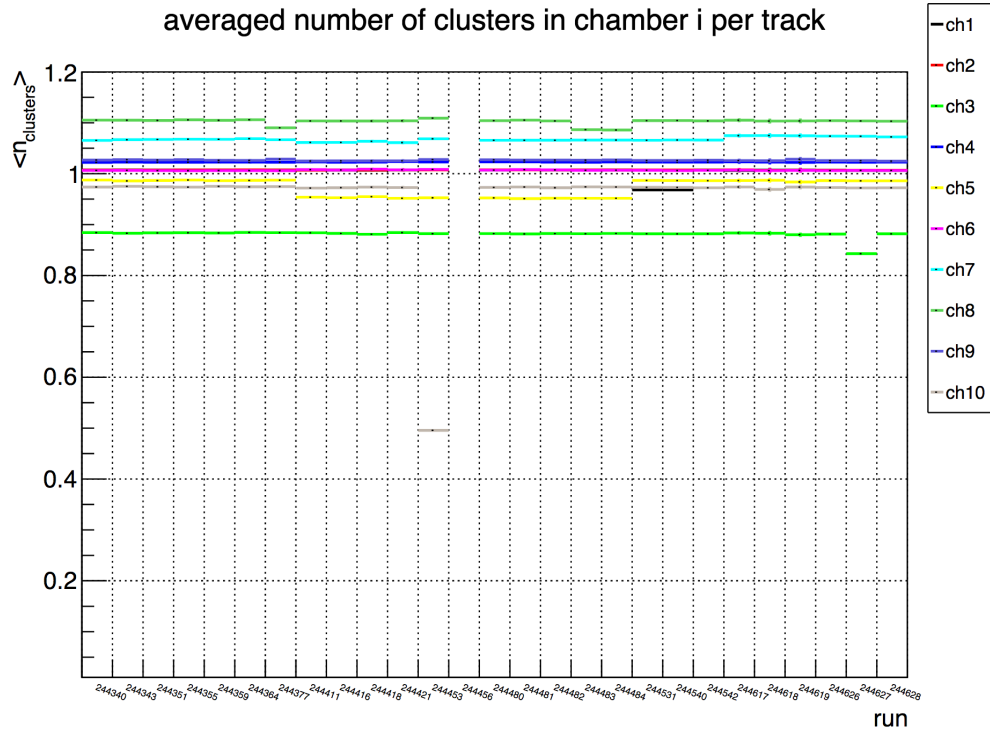


FIGURE 3.1 – Valeur moyenne du nombre de **clusters** par trace pour les différentes chambres en fonction du numéro de run dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

Des 88 runs initiaux, seuls 25 passeront tous les critères de sélection. Un tableau rapportant les schémas de remplissages pour chacun des runs est donné en Annexe F.2. Nous pouvons maintenant passer à la description des conditions de sélection des événements et des traces reconstruites à l'aide du bras muon.

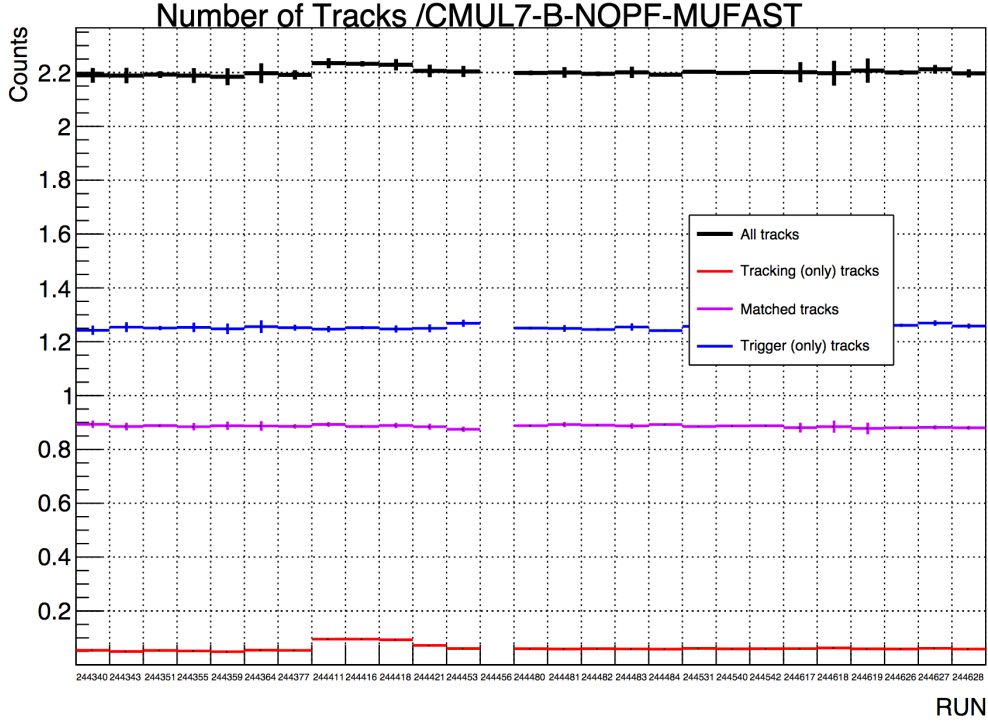


FIGURE 3.2 – Nombre de traces reconstruites dans le spectromètre à muon en fonction du numéro de run pour la [classe de déclenchement](#) CMUL7 dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

3.2 Sélection des traces et des événements

3.2.1 Sélection des événements

La première sélection se fait au niveau des événements. En effet, seules les collisions hadroniques produisant potentiellement un ou plusieurs J/ψ nous intéressent ici. C'est pour cette raison que nous nous limiterons à la seule [classe de déclenchement](#) CMUL7 (cf. Sec.2.3.1). Nous rappelons que cette classe est la somme logique d'un déclenchement de biais minimum [MB](#) (coïncidence des deux parties du V0 placées de chaque côté du point d'interaction (PI)) et de la détection d'au moins une [Paire de muons de Signe Opposé \(PSO\)](#) par le spectromètre à muon [MTR](#). Cependant, tous les événements satisfaisant les conditions de déclenchement CMUL7 ne sont pas nécessairement les collisions que nous souhaitons analyser mais peuvent être des collisions parasites. Ces collisions peuvent provenir soit de l'interaction des particules du faisceau avec le gaz résiduel ou la structure mécanique de la machine, soit des collisions dites satellites provenant d'ions non localisés dans l'emplacement de remplissage principal (cf. Sec. 2.1.2).

L'identification des interactions faisceau-gaz et faisceau-machine se fait en mesurant le temps relatif d'arrivée des particules dans les détecteurs V0A et V0C par rapport au temps de croisement des faisceaux. En effet, les interactions faisceau-gaz/machine se produisent en dehors de la région nominal d'interaction des faisceaux, et sont donc décalées en temps, permettant leur discrimination.

Pour l'identification des collisions satellites, l'emploi d'un troisième détecteur est nécessaire. Il s'agit ici du [ZDC](#), qui permet, grâce à une coupure temporelle, d'appliquer une coupure sur la position du vertex. En effet, si un proton (ou un noyau de plomb) se trou-

vant dans un godet $k = 1, 2, \dots, i$ autre que le principale, la position du vertex pour ce type d'événement se trouve décalée de la quantité $k \times 2,5 \text{ ns} / 2 \times c$. Nous pouvons rejeter cette source de bruit de fond en faisant la corrélation de la somme et de la différence des signaux temporels mesurés par les deux parties du ZDC, placées à 112.5m de part et d'autre du point d'interaction.

La procédure de discrimination entre les collisions faisceau-faisceaux principales et les collisions parasites (faisceau-gaz/machine et satellites) est effectuée par la tâche [Physics Selection \(PS\)](#). S'ajoutent ainsi à la tâche [QA](#) les conditions suivantes suivantes :

- Les événements doivent satisfaire la [classe de déclenchement](#) CMUL7.
- Les événements doivent satisfaire les coupures de la [PS](#).

Au total, pour les 25 runs de la période LHC15n, cela représente $N_{\text{MUL}}^{\text{tot}} = 1168506$ événements sélectionnés.

3.2.2 Sélection des traces

Notre échantillon d'événements maintenant identifié, nous pouvons avancer à l'étape suivante qui est la description des coupures appliquées aux traces muons reconstruites par le [MCH](#). En effet, comme pour les événements, ces traces reconstruites peuvent soit ne pas être des muons issus du [PI](#), soit être des fausses traces reconstruites par l'algorithme de reconstruction du trajectographe.

Tout d'abord, chaque trace doit être associée à une trace dans le [MTR](#) détectée au delà du seuil de déclenchement de la [classe de déclenchement](#) CMUL7 ($p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$) (cf. [Sec.2.3.1](#)). Cela permet de réduire la contribution des muons issus des décroissances des pions (π) et des kaons (K), mais aussi de s'assurer que les dimuons sélectionnés sont bien ceux qui ont déclenché le [MTR](#). Ensuite, une coupure sur la pseudo-rapacité des traces muons (η) est appliquée de manière à s'assurer que celles-ci passent dans l'acceptance du détecteur ($-4 < \eta < -2.5$). A cela s'ajoute une coupure sur l'angle, depuis le vertex d'interaction, entre la position de la trace au bout de l'absorbeur frontal et l'axe du faisceau θ_{abs} . La condition $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$ permet de rejeter les traces passant par des parties de l'absorbeur de compositions différentes, qu'elles soient émises à petits ou à grand angles. Une fois les muons de signe opposé appariés¹ deux à deux, une dernière coupure est appliquée cette fois sur la rapidité des [PSO](#) $2.5 < y < 4$, s'assurant encore une fois que les limites de l'acceptance du détecteur soient respectées. En résumé :

- détection de la trace dans le [MCH](#) au delà du seuil de déclenchement [MTR](#) ($p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$).
- $-4 < \eta < -2.5$ pour les [Muon Simple \(MS\)](#).
- $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$ pour les [MS](#).
- $2.5 < y < 4$ pour les paires dimuons de signe opposées.

¹Par apparié nous entendons la somme des quadri-vecteurs des deux traces de muons.

Pour terminer cette section, nous souhaitons ici définir une coupure supplémentaire, qui n'est pas utilisée lors de la reconstruction des paires dimuons, mais qui reste une coupure standard utilisée lors de nos études sur les muons simples. Cette coupure de nature géométrique est appelée $pDCA$ [2], où p est l'impulsion totale de la trace muon et DCA est la distance au faisceau dans le plan transverse entre la position extrapolée de la trace reconstruite dans le MCH et la position du vertex (Figure 3.3). La dispersion du DCA autour du vertex d'interaction, de nature gaussienne au premier ordre due aux diffusions coulombiennes des muons dans les matériaux de l'absorbeur frontal, est proportionnelle à $1/p$. La coupure $pDCA$, indépendante de l'impulsion de la particule, permet de s'assurer que les muons sélectionnés viennent bien du vertex d'interaction et ne soient pas de fausses traces reconstruites par l'algorithme de trajectographie. Cette coupure n'a qu'un effet négligeable dans l'extraction du nombre de J/ψ détectés, et donc n'a pas été retenue ici.

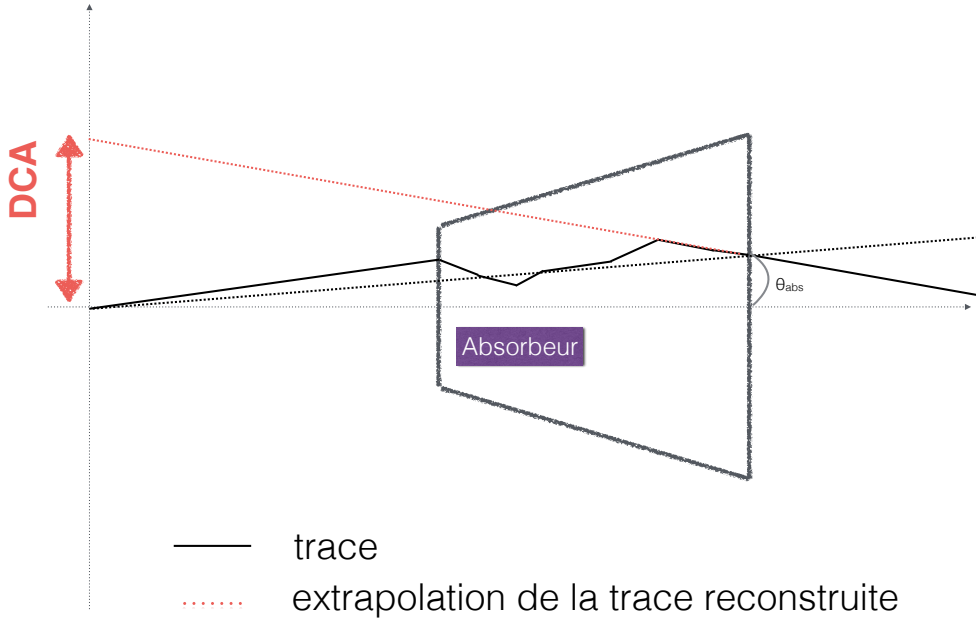


FIGURE 3.3 – Schéma représentatif du DCA.

3.3 Extraction du signal

Notre échantillon d'événements et de traces correctement sélectionné et les traces dans le détecteur à muon d'ALICE reconstruites et caractérisées (impulsion, angles, charge ...), l'extraction du nombre brut de J/ψ à partir du canal de décroissance dimuon peut commencer. Il s'agit dans un premier temps de construire les spectres en masse invariante des PSO. En suivant les notations du schéma de la Figure 3.4, la masse invariante s'écrit :

$$M_{\mu^+\mu^-} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| \cos \theta_{12})} \quad (3.2)$$

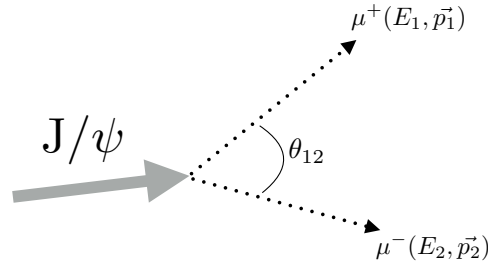


FIGURE 3.4 – Schéma de décroissance du J/ψ dans le canal dimuonique

où $m_1 = m_2 =$ masse des muons. Cette formule est appliquée pour toutes les combinaisons possibles de paires dimuon² détectées au sein d'un même événement, et des histogrammes représentant le nombre de paires en fonction de la masse invariante sont remplis pour différentes coupures cinématiques (impulsion transverse, **rapidité** ...) appliquées aux **PSO** reconstruites.

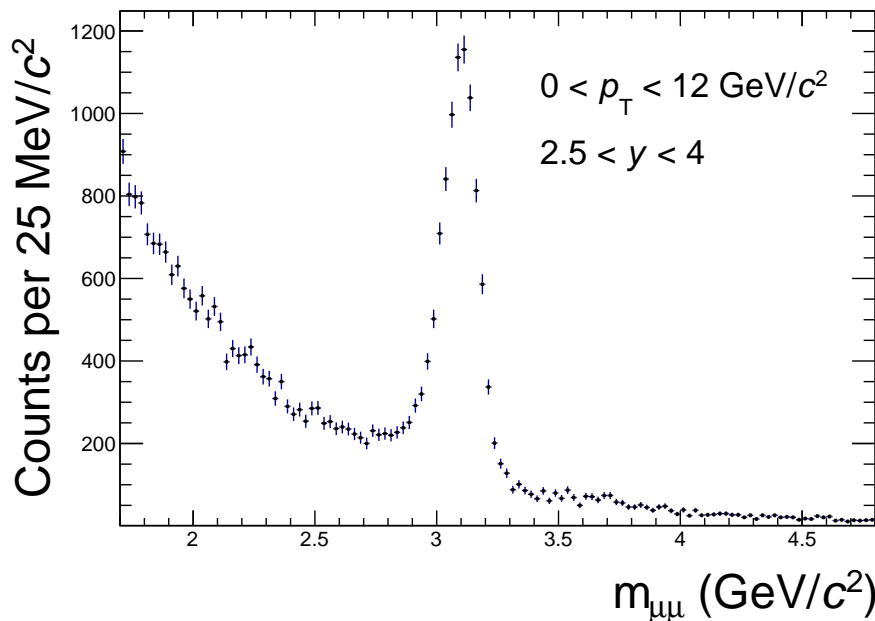


FIGURE 3.5 – Spectre de masse invariante des paires de muons de signe opposé issus des collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV autour du pic du J/ψ .

La Figure 3.5 montre l'histogramme (ou spectre) de masse invariante obtenu pour tout l'échantillon de données pp (après sélection des traces et des événements), pour $p_T < 12$ GeV/c (où p_T est l'impulsion transverse des paires reconstruites) et intégré en **rapidité**, dans l'intervalle en masse invariante $2.2 < M_{\mu^+\mu^-} < 4.8$ GeV/c²³. On observe l'apparition d'un pic de résonance centré à $M_{\mu^+\mu^-} \sim 3.1$ GeV/c² correspondant à notre signal $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, au dessus d'un continuum dit de bruit de fond. Nous reviendrons sur les

²Si aucune mention explicite ne l'indique, le terme "paire dimuon" désignera toujours des paires de muons de signe opposé dans la suite de cette thèse.

³Dans la suite de ce travail, p_T et y désignerons, sauf indication contraire, l'impulsion transverse et la **rapidité** des **PSO**.

composants de ce dernier plus tard. Des spectres de masse invariante sont ainsi remplis pour différents intervalles en p_T et y des paires dimuons.

La méthode retenue dans ce chapitre pour extraire le nombre final de J/ψ à partir des spectres de masse invariante est la méthode dite *d'ajustement de fonction*. Une fonction mathématique (ou test), composée d'une partie reproduisant le signal et d'une autre reproduisant le bruit de fond, est choisie empiriquement et ajustée sur le spectre de masse invariante via un algorithme basé sur un test statistique. Le nombre total de J/ψ pour un test est donné par l'intégrale de la partie signal de notre fonction. L'incertitude statistique prend en compte l'incertitude sur les paramètres de notre fonction d'ajustement. Cette procédure est ainsi réitérée, pour chaque spectre de masse invariante, pour plusieurs tests (changement de fonctions mathématiques, variations des jeux de paramètres, variation de l'intervalle d'ajustement...). Le nombre final de J/ψ pour un intervalle en p_T et y donné est défini comme la moyenne de tout ces tests, l'incertitude systématique associée est définie par l'écart-type (RMS) de la distribution des résultats.

Nous allons maintenant passer à la description des fonctions retenues pour l'extraction du signal.

3.3.1 Caractérisation du signal

La partie signal du spectre de masse invariante brut est composée en théorie de combinaisons de [PSO](#) issues du J/ψ . Plusieurs effets dégradant la résolution de notre pic sont attendus et doivent être correctement traités par notre fonction signal :

- fluctuation de la perte d'énergie des muons dans l'absorbeur frontal.
- diffusions coulombiennes multiples dans l'absorbeur frontal.
- diffusions coulombiennes multiples dans les chambres du [MCH](#).
- résolutions des chambres du [MCH](#).
- alignement des détecteurs.

Pour ces raisons, les fonctions retenues sont des fonctions hybrides dont le cœur est gaussien avec des queues de distributions paramétrées différemment. Deux fonctions ont été retenues :

- La fonction Crystal-ball étendue (CB2).
- La fonction NA60.

Les définitions de ces deux fonctions se trouvent dans l'Annexe [E](#).

L'enjeu maintenant est de parvenir à contraindre les paramètres des queues de distribution pour des deux fonctions. En effet, si ces derniers sont laissés libres, le nombre de paramètres libres dans la fonction totale réduirait les chances de convergence de l'algorithme d'ajustement ainsi que la validité des résultats. Pour cela, des simulations [MC pures](#) sont réalisées (cf. Sec.2.3.4). Les mêmes sélections sur les traces que dans les données sont appliquées sur les muons reconstruits issus de ces simulations.

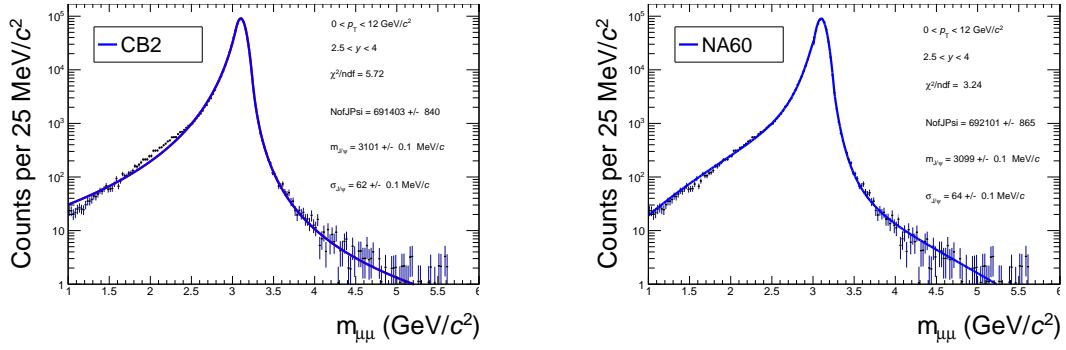


FIGURE 3.6 – Spectre de masse invariante issu des simulations pures pour l’étude des collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

La Figure 3.6 montre le spectre de masse invariante obtenu pour $p_T < 12$ GeV/c intégré en rapidité, ainsi que le résultat des tests d’ajustements des fonctions CB2 et NA60. On observe une meilleure reproduction de la forme du spectre par la NA60 due au plus grand nombre de paramètres de cette dernière par rapport à la CB2. Bien que cela soit aussi valable pour les autres intervalles cinématiques, nous avons fait le choix de garder les deux fonctions pour l’étude des incertitudes systématiques.

Pour terminer, notons que les paramètres obtenus pour chaque fonction sont fortement corrélés à nos simulations. Ainsi, n’associer qu’un seul jeu de paramètres par fonction de signal pour chaque intervalle cinématique est une source de biais potentiel. Plusieurs stratégies peuvent être mises en place pour obtenir un second jeu de paramètres pour nos fonctions tel que :

- extraire les paramètres de nouvelles simulations utilisant un autre code de transport tel que GEANT4. Cette méthode permet d’étudier l’incertitude sur les fluctuations de perte d’énergie et les diffusions coulombiennes multiples dans l’absorbeur, mais ne permet pas d’étudier l’incertitude sur la résolution du détecteur ni sur l’alignement.
- utiliser les paramètres extraits directement des données.

Pour cette étude, la deuxième stratégie fut adoptée et nous avons décidé d’utiliser, en plus de nos queues de distributions, celles issues des données collectées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV [3]. Cependant, seule la CB2 fut utilisée dans cette étude pour l’extraction du signal. Afin d’égaliser le nombre de tests pour chaque jeu de paramètres, tous les tests utilisant les queues de distributions des données pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV se verront attribuer un poids de 2 dans le calcul des moyennes et des incertitudes.

3.3.2 Caractérisation du bruit de fond

Le bruit de fond, présent sur les spectres de masse invariante bruts issus des données dans l’intervalle cinématique étudié, est lié à l’association de muons de signe opposé provenant de la désintégration :

- de pions et kaons (π, K)

- du charmonium $\psi(2S)$
- de mesons ouverts (D et B) contenant des saveurs lourdes.

Ici, le choix des fonctions capables de reproduire ce bruit de fond autour du pic du J/ψ est fait empiriquement. Après plusieurs tests, deux fonctions sont retenues pour cette étude :

- une gaussienne à largeur variable (VWG)
- un rapport de deux polynômes du premier et du second ordre (POL1/POL2)

La définition de la VWG est donnée dans l'Annexe E. Notons que le cas du $\psi(2S)$ est particulier puisque celui-ci n'est pas pris en compte dans les fonctions de bruit de fond, mais par les mêmes fonctions que pour le signal avec une largeur et une masse du $\psi(2S)$ fixées à ceux du J/ψ .

3.3.3 Construction des tests, critères de validité et incertitudes systématiques

Nous avons maintenant tous les ingrédients nécessaires à la construction de nos tests pour extraire le nombre de J/ψ de nos spectres de masse invariante. Nous rappelons ici qu'un test est défini par l'ajustement d'une fonction mathématique, composée de la somme d'une fonction signal et d'une fonction de bruit de fond, sur un intervalle en masse invariante. Le nombre total de tests construits pour un intervalle en p_T et rapidité donné est la convolution de :

- Deux fonctions pour la composante du signal (CB2 et NA60)
- Deux fonctions pour la description du bruit de fond (VWG et POL1/POL2)
- Deux intervalles en masse invariante autour de la région du pic du J/ψ ($M_{\mu^+\mu^-} \in [1.7, 4.8] \text{ GeV}/c^2$ et $M_{\mu^+\mu^-} \in [2.0, 4.4] \text{ GeV}/c^2$)

En ajoutant les queues de distributions issues des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour la fonction CB2 (pour rappel, un poids égale à 2 est appliqué aux tests utilisant ces jeux de paramètres dans le calcul des moyennes et des incertitudes), le nombre final de tests est de 12 (16 en comptant tous les poids). Le nombre final de J/ψ ainsi que l'incertitude statistique sont donc définis par la moyenne pondérée de ces 12 tests, l'incertitude systématique par l'écart-type (RMS). La Figure 3.7 montre les résultats obtenus pour le cas tout intégré⁴. Nous observons nettement l'effet des queues de distributions sur la moyenne et l'incertitude systématique : les nombres de J/ψ extraits avec des tests utilisant les paramètres issus des données pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV sont systématiquement inférieurs par rapport aux autres. Cette différence systématique tend à diminuer pour les intervalles cinématiques les plus extrêmes en impulsion transverse et devrait être comptée comme une incertitude partiellement corrélée. Cependant, étant très difficile de quantifier de tels effets, nous avons fait le choix de considérer cette incertitude partiellement corrélée comme totalement décorrélée. Enfin nous pouvons observer que tous les tests sont contenus dans $\sim 2 - 3$ RMS par rapport à la moyenne. Ceci est aussi valable pour les autres intervalles cinématiques.

⁴c'est-à-dire $p_T < 12 \text{ GeV}/c$ et $2.5 < y < 4$

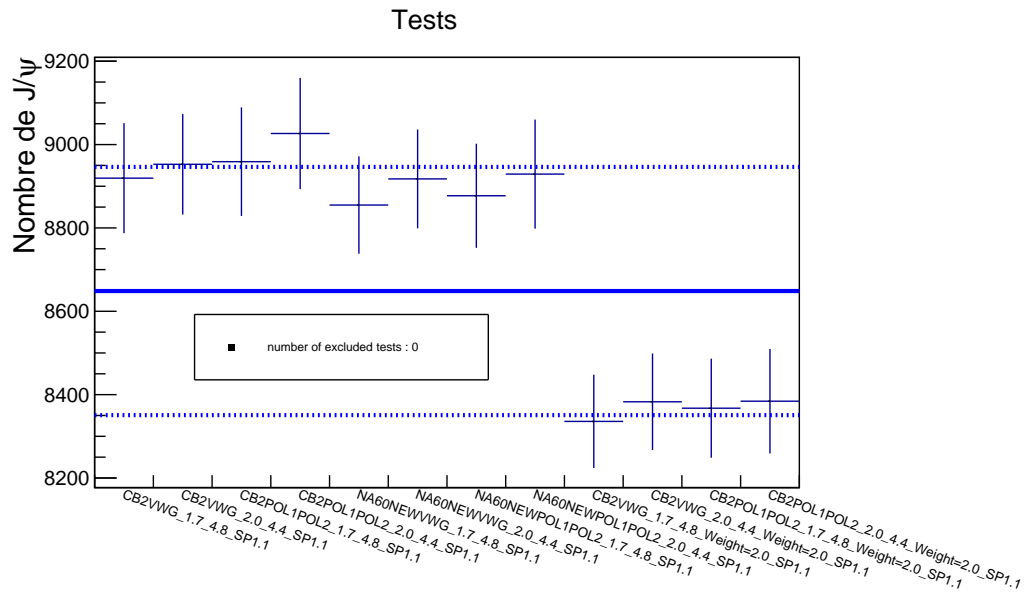


FIGURE 3.7 – Nombre de J/ψ extrait intégré en p_T et rapidité en fonction des tests dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. La ligne bleue continue représente la valeur moyenne, les lignes bleues en pointillé le RMS.

Pour s'assurer de la stabilité et de la bonne estimation des incertitudes statistiques de la procédure d'ajustement, un contrôle systématique de certains paramètres des fonctions d'ajustement est effectué visuellement (Figure 3.8) ainsi que l'application d'une coupure sur le $\chi^2/\text{ndf} < 3$. Tout test ne passant pas ces critères est rejeté dans le calcul de la moyenne et du RMS.

3.3.4 Résultats

Un exemple d'ajustement de fonction est donné par la Figure 3.9. Les résultats finaux sont donnés en Annexe A.1.

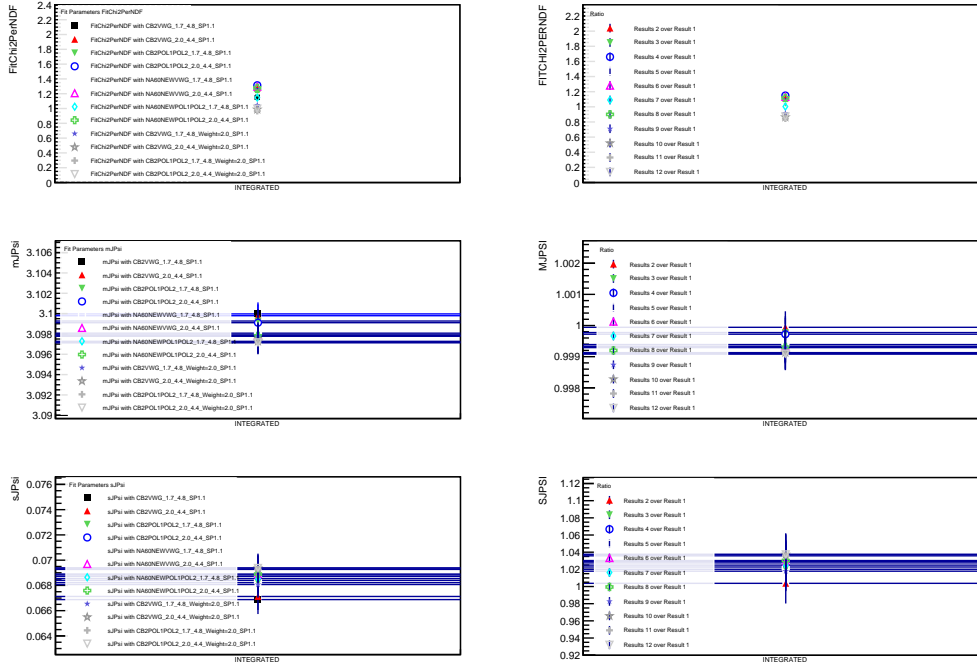


FIGURE 3.8 – Histogrammes de contrôle utilisés dans l'extraction du signal dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, ici pour le cas intégré en p_T et y .

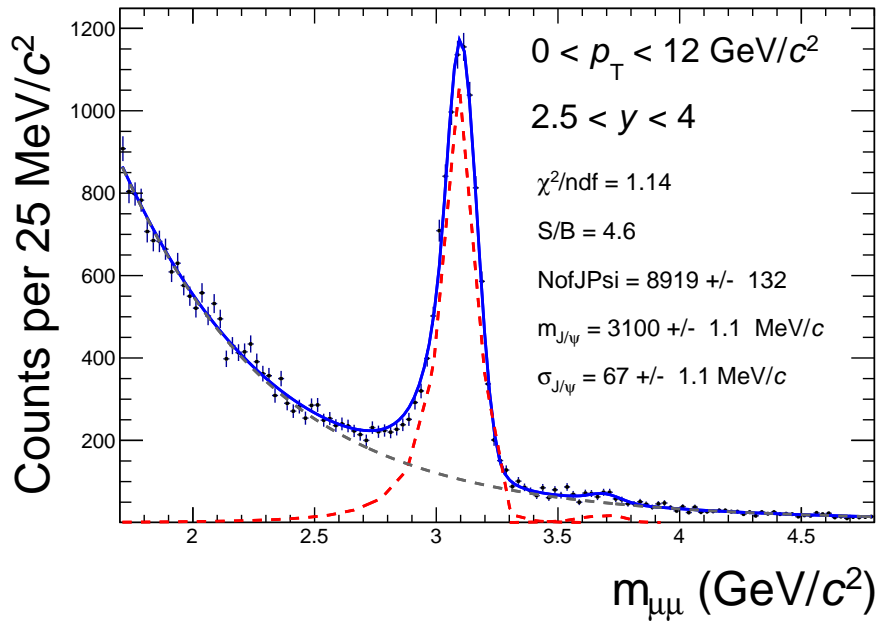


FIGURE 3.9 – Résultat de l'ajustement de fonction test CB2+VWG dans l'intervalle $M_{\mu^+\mu^-} \in [1.7, 4.8] \text{ GeV}/c^2$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. La courbe rouge pointillée représente la partie signal (CB2), la courbe grise pointillée représente la partie bruit de fond (VWG), et la courbe bleue représente la somme des deux.

3.4 Correction d'Acceptance-Efficacité

Le nombre brut de J/ψ extrait (cf. Sec.3.3) ne peut être utilisé directement pour évaluer la section efficace de production. En effet, comme dans beaucoup d'expériences si ce n'est toutes, il doit être corrigé par la fonction de réponse du détecteur avec lequel la mesure fut prise. C'est cette correction que l'on appelle la correction d'acceptance-efficacité ($A\varepsilon$), et que nous allons estimer dans cette section.

La technique employée est en principe assez simple. À partir de simulations pures réalistes (cf. Sec.2.3.4), la fonction de réponse se définit comme le nombre de J/ψ reconstruits sur le nombre de J/ψ générés au début de la simulation :

$$A\varepsilon(p_T, y) = \frac{N_{J/\psi}^{rec}(p_T, y)}{N_{J/\psi}^{gen}(p_T, y)} \quad (3.3)$$

Tout l'enjeu est alors d'estimer avec la plus grande précision la qualité de nos simulations. En effet, le terme d' $A\varepsilon$ est sensible à un grand nombre d'incertitudes systématiques :

- Estimation des fonctions de générations du J/ψ .
- Efficacité du trajectographe.
- Efficacité du déclencheur.
- Efficacité de l'appariement des traces entre le trajectographe et le déclencheur.

Nous allons détailler dans les sections suivantes les méthodes utilisées pour évaluer la contribution de chacune de ces sources.

3.4.1 Estimation de l'acceptance-efficacité

Comme brièvement expliqué dans la section précédente, l'acceptance-efficacité est évaluée au moyen de simulations réalistes⁵ pures (cf. Sec.2.3.4) où chaque événement est constitué d'un seul J/ψ non polarisé. Les J/ψ décroissent en deux muons de signe opposé, prenant en compte la composante radiative. Nous rappelons que ces simulations sont faites run par run. Un poids proportionnel au nombre d'événements CMUL7 est appliqué aux J/ψ générés pour suivre l'évolution du détecteur avec le temps.

La Figure 3.10 montre les résultats obtenus en fonction de l'impulsion transverse (la [rapidité](#)) intégré en [rapidité](#) (intégré en p_T). Les résultats obtenus pour chaque intervalle en p_T et [rapidité](#) étudié sont donnés en Annexe A.2.

3.4.2 Estimation des fonctions de génération et des incertudes liées

Les fonctions de génération des J/ψ utilisées dans les simulations MC sont a priori inconnues et doivent être estimées correctement afin de reproduire au mieux la dynamique de nos particules dans notre détecteur. La méthode retenue ici est une méthode itérative basée sur les distributions en p_T - y des dimuons reconstruits dans les données, méthode

⁵Par réaliste, nous entendons dont les fonctions de générations de nos particules simulées sont obtenues à partir des données (voir section suivante) et où l'état du détecteur simulé est le plus proche de son état physique réel.

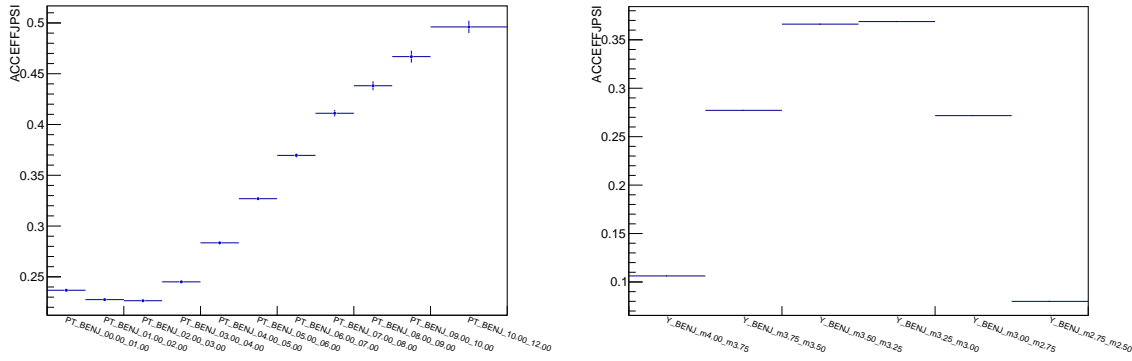


FIGURE 3.10 – Acceptance-efficacité du J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

dite *data-driven*. Celle-ci a l'avantage de ne pas dépendre de modèles théoriques de production. Cette méthode fut déjà employée dans de précédentes analyses [4], et nous rappellerons ici ses principes et l'estimation de l'incertitude systématique associée.

La Figure 3.11 présente une illustration de la procédure suivie. Un premier jeu de simulations est produit à partir de fonctions de génération dont les formules analytiques sont connues pour reproduire les distributions de génération (Annexe E) mais dont les paramètres sont choisis arbitrairement. A partir de ces simulations sont extraites les distributions de reconstruction du détecteur MC, permettant l'évaluation d'un terme d'A ϵ . Ce dernier est appliqué aux distributions reconstruites dans les données pour obtenir des distributions corrigées équivalentes à des distributions de génération du J/ψ . Un ajustement de fonctions est alors effectué (avec les mêmes fonctions analytiques utilisées pour nos simulations) sur ces distributions corrigées afin d'obtenir les fonctions de génération hypothétiques de nos J/ψ . Ces fonctions sont alors comparées aux fonctions utilisées pour la production de nos simulations MC. Si les deux jeux de fonctions de génération (celles issues des données corrigées et celles utilisées dans les MC) sont différentes (ce qui est attendu lors de la première itération par exemple), la procédure est réitérée en utilisant les fonctions de génération issues des distributions reconstruites dans les données corrigées de l'A ϵ pour pondérer nos simulations. La procédure est répétée jusqu'à la convergence des distributions générées et reconstruites dans les données et les simulations.

La convergence est obtenue à partir de 3-4 itérations. La Figure 3.12 montre la très bonne concordance des résultats obtenus après 5 boucles.

Les sources d'incertitudes associées à cette procédure sont :

- L'incertitude statistique des données lors de l'ajustement des fonctions de génération.
- les corrélations p_T - y des fonctions de génération.

La première source est estimée en faisant varier aléatoirement les distributions reconstruites issues des données dans leur incertitude statistique et en relançant la méthode itérative afin d'extraire des nouvelles fonctions de génération. La procédure est ré-

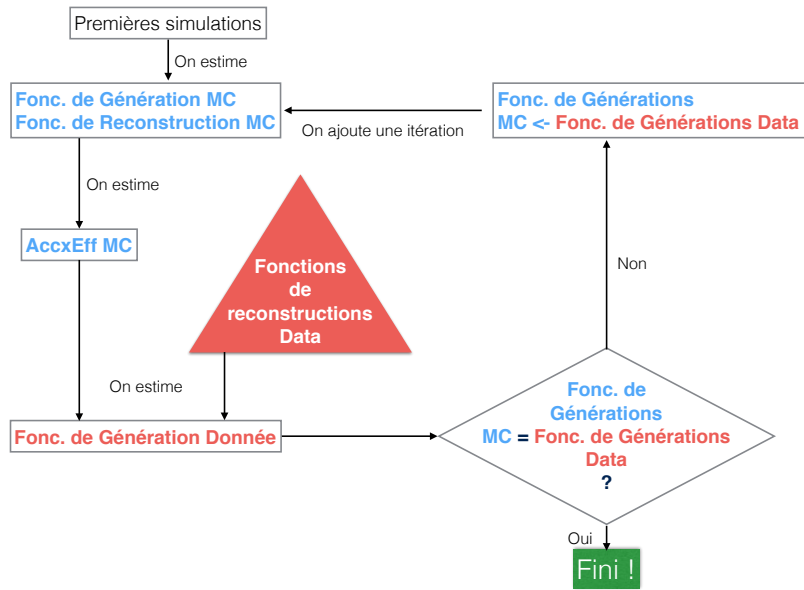


FIGURE 3.11 – Illustration de la méthode itérative utilisée pour évaluer les fonctions de génération du J/ψ .

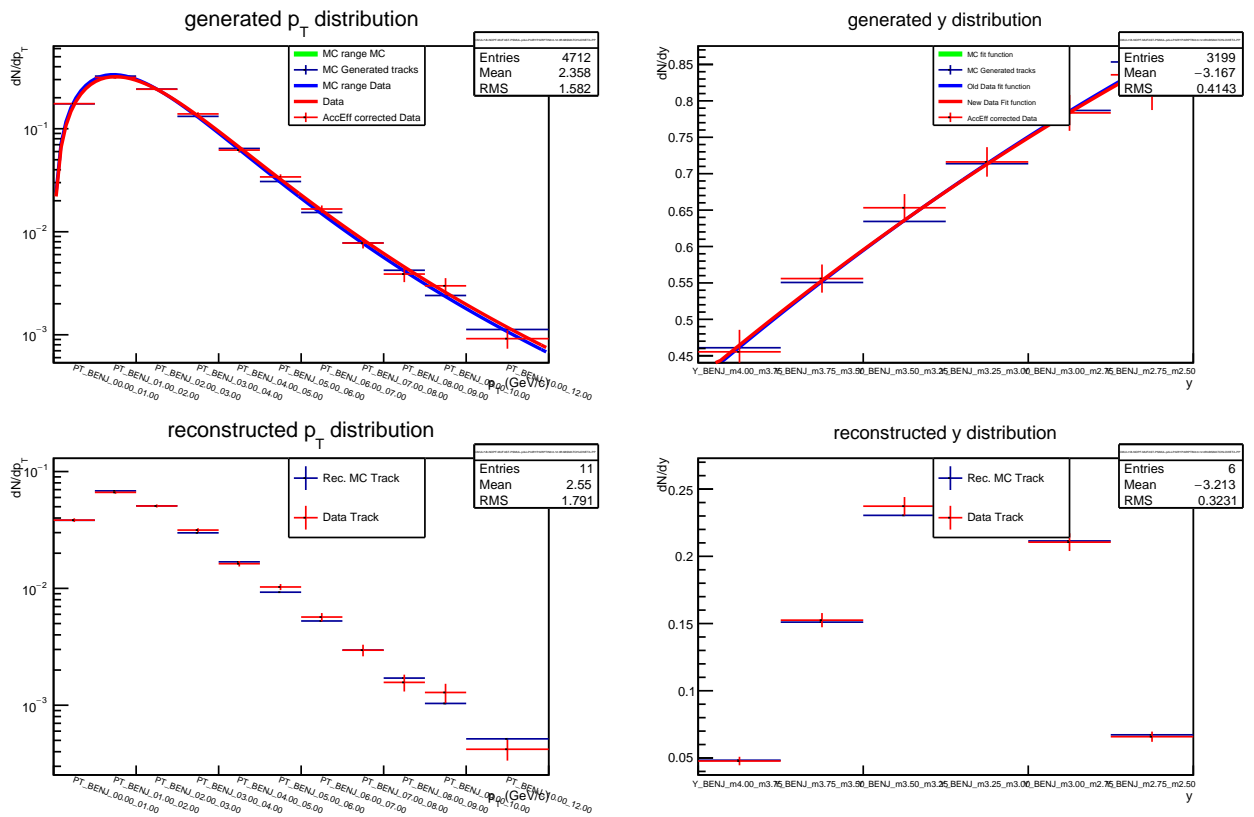


FIGURE 3.12 – Résultats obtenus par la méthode itérative après 5 itérations dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

pétée une cinquantaine de fois, et l'incertitude systématique est prise comme la variance de l'Ae estimée avec ces nouvelles fonctions. Au final, cette source peut être considérée comme négligeable ($<0.1\%$).

La seconde source d'incertitude prend en compte l'absence de corrélation p_T - y dans nos fonctions de génération. Elle peut être évaluée en extrayant les distributions en fonction de p_T (y) dans différents intervalles en y (p_T) et en les utilisant pour estimer les variations de l'acceptance-efficacité. Malheureusement, la statistique étant insuffisante pour obtenir de telles distributions cinétiques, nous avons décidé d'utiliser à la place des formes de fonctions générées extraites des études sur le J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV en fonction de p_T (y) dans 6 (10) intervalles en rapidité (p_T). L'Ae est alors réévaluée en pondérant les fonctions de génération à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV avec celles à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour toutes les combinaisons possibles de ces fonctions versus p_T et y . La systématique est donnée par la différence maximum entre l'Ae obtenue avec (pondéré par les fonctions à $\sqrt{s} = 13$ TeV) et sans (valeur centrale) pondération (A.4–A.6).

La Figure 3.13 montre les résultats en fonction de p_T et de la rapidité. Les points bleus correspondent aux combinaisons des formes de fonction les plus extrêmes. En combinant tous ces résultats, les valeurs de l'Ae versus p_T (y) intégrées en rapidité (en p_T) varient de 0.7% à 1.5% (0.5% à 2.5%). Pour le cas tout intégré en rapidité et impulsion transverse, la variation est de 2%.

La même méthode est employée pour des intervalles plus large en p_T et en rapidité, mais aussi pour une étude bi-dimensionnelle en fonction de p_T dans deux intervalles en rapidité (Figure 3.14). Dans ce dernier cas, une augmentation de l'incertitude est observée due à une anti-corrélation partielle de la variation de l'Ae en fonction de la rapidité quand on varie les formes des fonctions en rapidité.

Tous les résultats sont donnés en Annexe A.2.3.

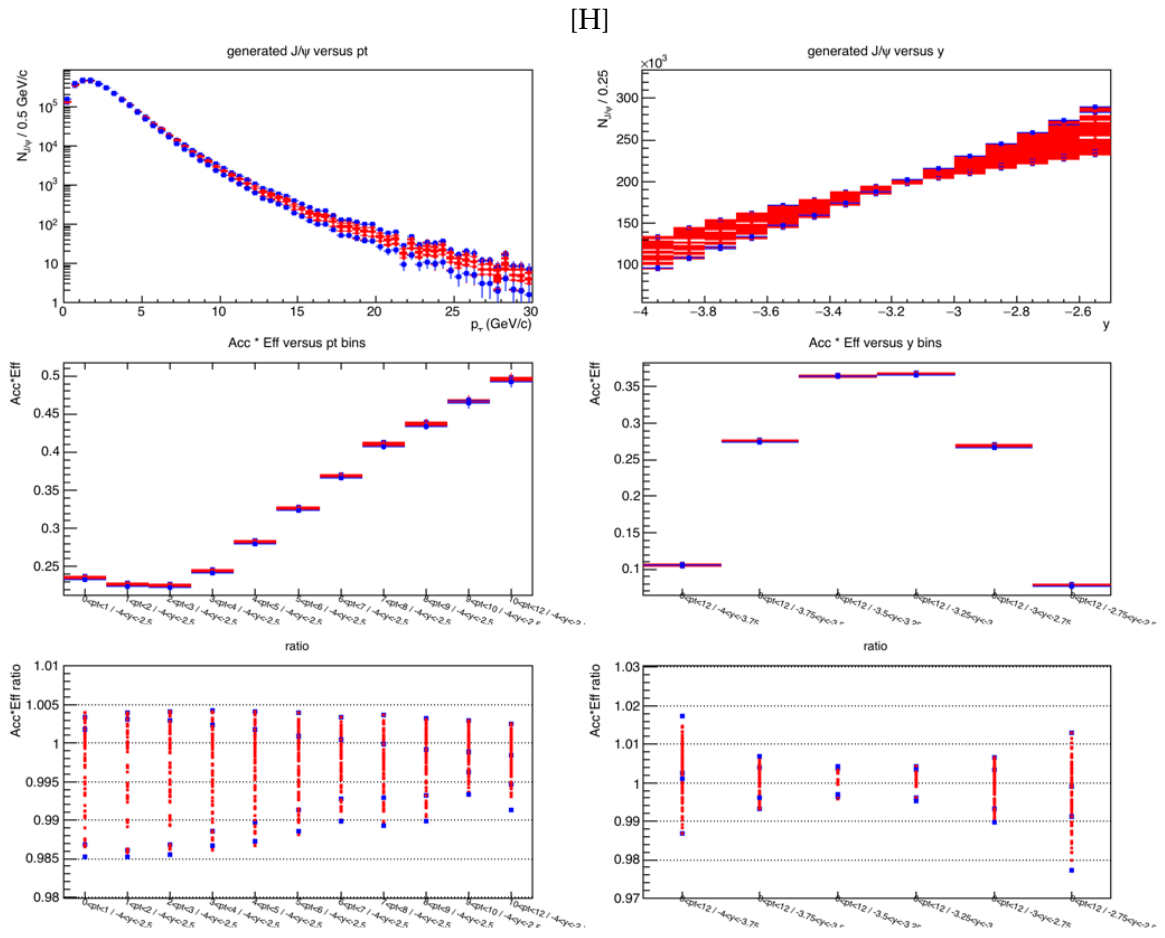


FIGURE 3.13 – Haut : distributions pondérées en fonction de p_T et y . Milieu : variation de l'Acc en fonction de p_T et y après pondération. Bas : Ratio des nouvelles valeurs d'Acc obtenues après pondération par rapport à nos valeurs centrales.

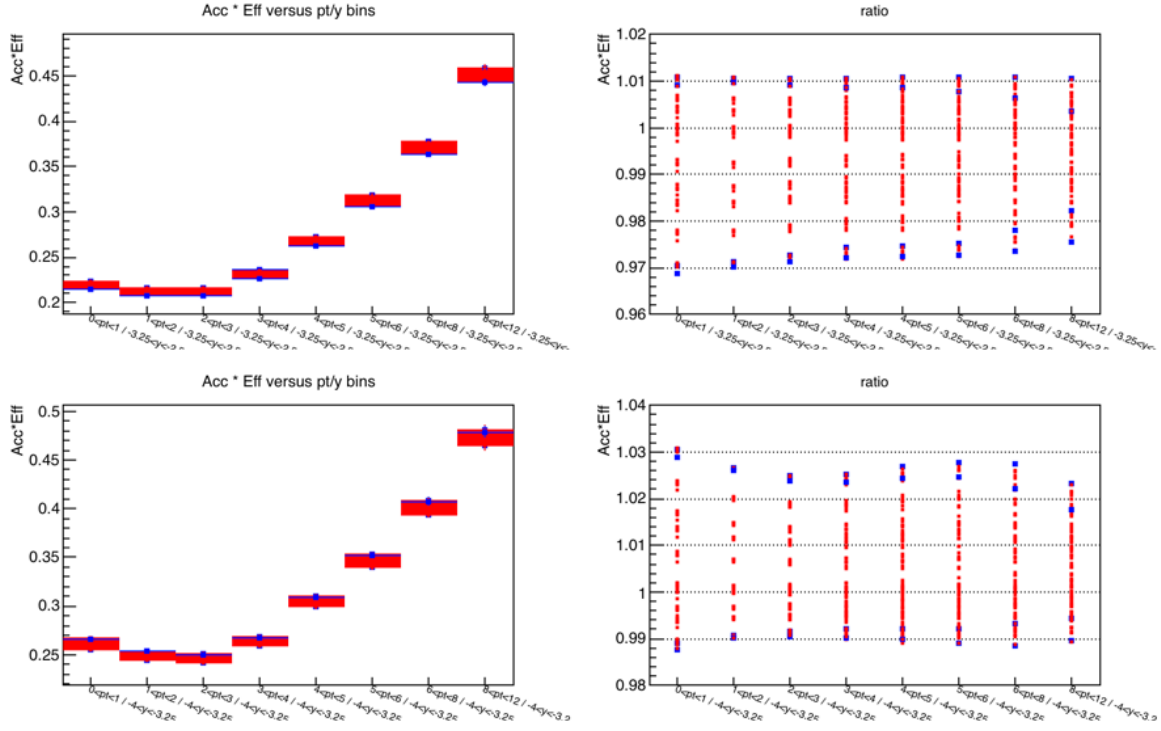


FIGURE 3.14 – Variation de la distribution d’ $A\epsilon$ en fonction de p_T après pondération des fonctions de génération pour $2.5 < y < 3.25$ (encarts haut gauche) et $3.25 < y < 4$ (encart bas gauche) et leurs comparaison à la valeur centrale (colonnes de droite).

3.4.3 Efficacité du trajectographe

La deuxième source d’incertitude associée au terme d’ $A\epsilon$ provient de l’efficacité du trajectographe. Pour rappel, le trajectographe est la partie du spectromètre à muon (cf. Sec.2.2.2) en charge de reconstruire les caractéristiques cinématiques des muons. Nous pouvons estimer cette source d’incertitude *au niveau des muons simples* à l’aide de simulations MC pures. La stratégie consiste à mesurer l’efficacité de détection de ces derniers (convolution de l’efficacité intrinsèque des éléments de détection et de l’électronique avec l’efficacité de reconstruction des traces) à la fois dans les données et dans ces simulations pures. L’algorithme de reconstruction des traces étant le même dans les données réelles et simulées, nous pouvons les comparer. Toute différence entre l’efficacité réelle et dans les MC peut être interprétée comme une incertitude systématique sur le terme d’ $A\epsilon$. En supposant que l’efficacité de détection des muons issue de la décroissance du J/ψ est complètement décorrélée, l’incertitude de l’efficacité du trajectographe pour le J/ψ est le double de l’incertitude au niveau des muons simples.

Retour sur l’algorithme de reconstruction des traces

Mais avant de décrire la méthode utilisée pour étudier l’efficacité de reconstruction du détecteur, nous souhaitons décrire en quelques mots l’algorithme de reconstruction du MCH (pour l’étude complète, voir [5, 6]). Celui-ci est basé sur un algorithme appelé filtre de Kalman qui se décompose en 6 étapes :

1. Les traces candidates sont reconstruites dans la station 5 grâce aux informations des deux chambres. Une estimation de l’impulsion est faite en supposant que la trace

provient du vertex. Les traces candidates ne pouvant correspondre à une trace traversant l'ensemble du spectromètre sont rejetées. La procédure est répétée pour la station 4. Puis une extrapolation est faite entre la station 4 et la station 5. Si cette extrapolation entre les deux stations est compatible avec au moins un impact dans l'autre station, la trace est gardée. Dans le cas où plusieurs **clusters** ou paires de **clusters** sont compatibles avec la trace candidate, celle-ci est dupliquée pour considérer tous les cas possibles.

2. Les traces candidates composées des mêmes **clusters** sur les 2 stations sont retirées, ainsi que celles ne passant pas un certain seuil en paramètre d'impact et en impulsion.
3. Les traces candidates sont alors extrapolées vers les stations 3,2 puis 1 (en prenant en compte les effets du champ magnétique et des diffusions possibles dans les éléments du détecteur) à la recherche d'au moins un **cluster** compatible par station. Là encore, toutes les possibilités sont considérées et la trace est dupliquée si nécessaire. A chaque étape, les caractéristiques des traces candidates sont recalculées et ces dernières sont rejetées si les critères sur le paramètre d'impact ou l'impulsion ne sont pas validés.
4. Les traces candidates partageant un **cluster** ou plus dans les 3 dernières stations sont rejetées, ne gardant que celles ayant le plus grand nombre de **clusters** ou le meilleur χ^2 en cas d'égalité.
5. Les traces restantes sont appariées avec les traces dans les chambres du déclencheurs pour identifier les traces muons.
6. La dernière étape consiste à extrapoler les traces restantes au vertex reconstruit par le SPD, en prenant en compte la perte d'énergie et les diffusions multiples dans l'absorbeur frontal.

Principes de mesure de l'efficacité du trajectographe

La méthode employée pour mesurer l'efficacité du trajectographe [7, 8] se base sur la redondance de l'information entre les différentes chambres de détection. L'algorithme de reconstruction des traces muons impose que chaque trace reconstruite doit posséder au moins un **cluster** dans les trois premières stations et au moins 3 **clusters** dans 3 chambres différentes appartenant aux deux dernières stations. Au niveau d'une station n avec deux chambres i et j , trois réponses sont possibles au passage d'une trace (Figure 3.15) :

- Soit les deux chambres répondent au passage de la trace (n_{i-j})
- Soit une des deux chambres répond au passage de la trace (n_{i-0} ou n_{0-j})
- Soit aucune des deux chambres ne répond (n_{0-0})

La somme des trois contributions donne le nombre total de traces passant par la station $n_{tot} = n_{i-j} + n_{i-0} + n_{0-j} + n_{0-0}$. A priori, nous ne pouvons pas mesurer le cas n_{0-0} pour les 3 premières stations (1,2,3), et a fortiori pour les stations 4 et 5, ce qui pose problème pour évaluer l'efficacité individuelle des chambres :

$$\epsilon_i = \frac{n_{i-j} + n_{i-0}}{n_{tot}} \quad \epsilon_j = \frac{n_{i-j} + n_{0-j}}{n_{tot}} \quad (3.4)$$

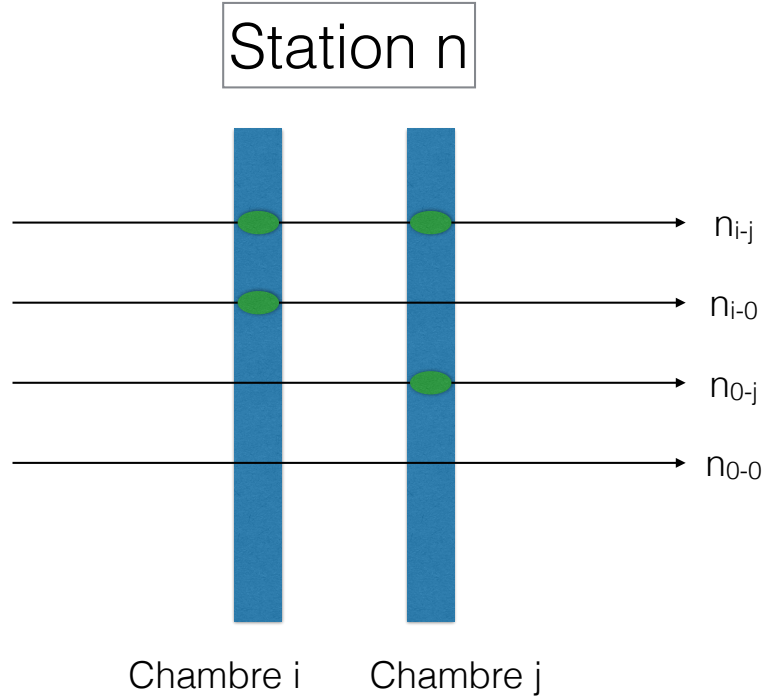


FIGURE 3.15 – Schéma des différentes réponses possibles d'une chambre au passage d'une particule

Cependant, en supposant que les efficacités des chambres sont indépendantes l'une de l'autre, les égalités suivantes :

$$n_{i-j} = \epsilon_i \epsilon_j n_{tot} \quad n_{i-0} = \epsilon_i (1 - \epsilon_j) n_{tot} \quad n_{0-j} = \epsilon_j (1 - \epsilon_i) n_{tot} \quad (3.5)$$

nous permettent de réécrire l'Eq. 3.4 de telle sorte que la contribution n_{0-0} disparaissent :

$$\epsilon_i = \frac{n_{i-j}}{n_{i-j} + n_{0-j}} \quad \epsilon_j = \frac{n_{i-j}}{n_{i-j} + n_{i-0}} \quad (3.6)$$

La méthode consiste alors, pour une station donnée, à se servir de la première chambre (i) pour mesurer l'efficacité de la seconde chambre (j) et vice-versa. Les Eq. 3.6 s'appliquent au cas des chambres des stations 1, 2 et 3. Pour les chambres des stations 4 et 5, les équations sont un peu plus compliquées pour prendre en compte le critère "3 chambres touchées sur quatre" de l'algorithme, mais le principe reste le même. L'incertitude associée à l'efficacité mesurée de la chambre i suit une loi binomiale telle que :

$$\sigma_{\epsilon_i} = \sqrt{\frac{\epsilon_i(\epsilon_i - 1)}{N}} \quad ; N \gg 1 \quad (3.7)$$

$$\sigma_{\epsilon_i} = \frac{1}{N} \quad ; N \sim 1 \quad (3.8)$$

avec N le nombre total de traces reconstruites utilisées pour effectuer cette mesure.

En combinant l'efficacité mesurée des chambres individuelles et en respectant les conditions imposées par l'algorithme de trajectographie, nous pouvons calculer l'efficacité d'une station $k = 1, 2, 3$:

$$\epsilon_{st}^k = 1 - (1 - \epsilon_i^k)(1 - \epsilon_j^k) \quad (3.9)$$

mais aussi l'efficacité couplée des stations 4 et 5 :

$$\epsilon_{st}^{45} = \prod_{i=7}^{i=10} \epsilon_i + \sum_{i=7}^{i=10} \left((1 - \epsilon_i) \prod_{j=7; j \neq i}^{j=10} \epsilon_j \right) \quad (3.10)$$

Enfin, l'efficacité globale s'écrit alors :

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{st}^1 \cdot \epsilon_{st}^2 \cdot \epsilon_{st}^3 \cdot \epsilon_{st}^{45} \quad (3.11)$$

Limites de la méthode

Cette méthode d'estimation de l'efficacité possède néanmoins des biais intrinsèques. En effet, la bonne estimation de l'efficacité d'une chambre dans une station repose sur le bon fonctionnement de l'autre chambre (et des chambres de l'autre station dans le cas des stations 4 et 5) [9]. La Figure 3.16 illustre deux cas possibles de corrélation de **Zone Morte (ZM)** au niveau des **Élément de Détection (ED)** pour deux chambres i et j d'une même station, correspondant à deux types d'incertitudes :

- Dans le cas où deux **ZM** se trouvent l'une en face de l'autre (schéma de gauche), l'efficacité de la chambre i , évaluée à l'aide de la chambre j , est artificiellement augmentée. En effet, bien que 10 traces passent réellement dans la station, seule la moitié peut être reconstruite à cause de la zone morte dans la chambre j . Du point de vue de la chambre i , elle détecte 5 traces sur 5 possibles, donc possède une efficacité de 100%, bien qu'en réalité celle-ci soit de 50%.
- Dans le cas où les **ZM** ne se trouvent pas l'une en face de l'autre (schéma de droite), l'efficacité de la chambre i peut être artificiellement baissée. Dans l'exemple, celle-ci ne reconstruit aucune trace sur les 10 possibles (efficacité nulle) alors qu'en réalité la moitié de la chambre fonctionne.

Cette méthode ne peut être employée pour le calcul de l'efficacité absolue du trajectographe. Cependant elle reste utilisable pour faire des comparaisons relatives de l'efficacité mesurée dans les données et les simulations **MC** tant que les zones mortes dans les données sont bien reproduites dans les **MC**. Pour cela, l'utilisation conjointe de *cartes d'impacts* et des comparaisons des efficacités données/simulations au niveau des **ED** permettent de repérer les zones mal reproduites et de pouvoir les corriger dans les fichiers OCDB (cf. Sec.2.3.3) afin d'améliorer la qualité des simulations et donc de quantifier correctement l'incertude systématique. La Figure 3.17 montre un exemple de **cluster map** pour la chambre 10 pour un run, ainsi que l'efficacité moyenne des DE de cette même chambre pour toute la période LHC15n. On peut voir une bonne reproduction des zones mortes dans les **MC**.

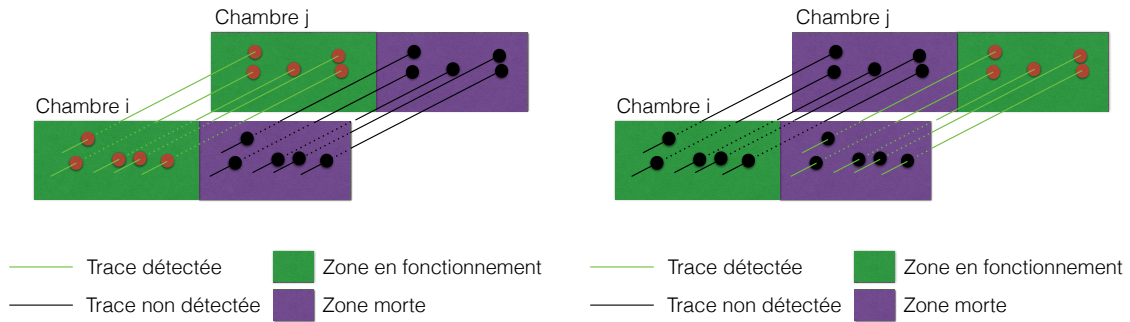


FIGURE 3.16 – Schéma des effets de corrélation (gauche) ou d’anti-corrélation (droite) de zones mortes dans le calcul de l’efficacité des chambres à muons

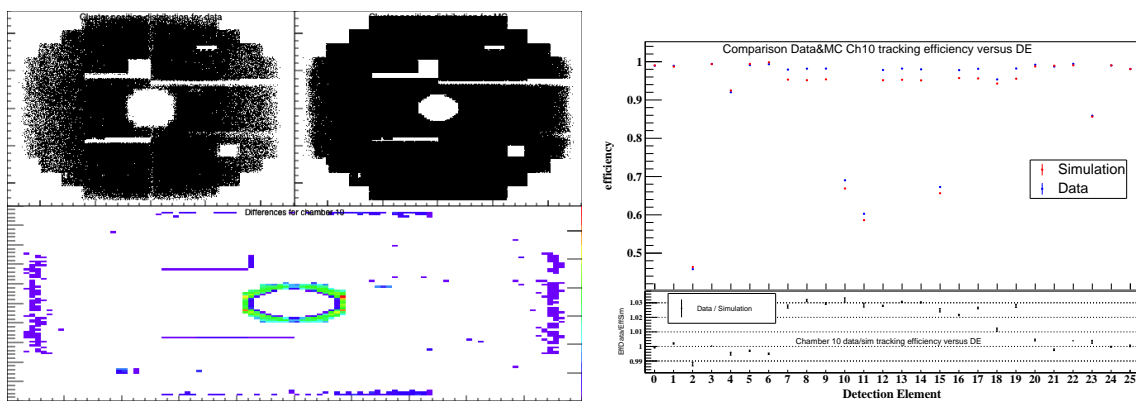


FIGURE 3.17 – Gauche : Comparaison des **cluster** maps données/MC de la chambre 10 pour le run 244355. Droite : Efficacité moyenne des DE de la chambre 10 pour la période LHC15n

Résultats de l'étude

Les distributions de générations des simulations de muons simples sont obtenues à l'aide de la méthode itérative (cf. Sec. 3.4.2) à partir d'évènements CMSL7 (cf. Sec.2.3.1), c'est-à-dire possédant au moins un muon avec $p_T > 1$ GeV/c. Les mêmes coupures sur les muons simples utilisées pour l'extraction du signal sont appliquées sur les traces en y ajoutant la coupure pDCA (cf. Sec.3.3). Cela a pour effet de réduire la contribution des muons ne venant pas du vertex qui ne sont pas reproduits dans les MC. Sur la Figure 3.18, un bon accord entre donnée et MC des distributions reconstruites des muons simples est observé en fonction des différentes variables cinématiques et du signe des muons.

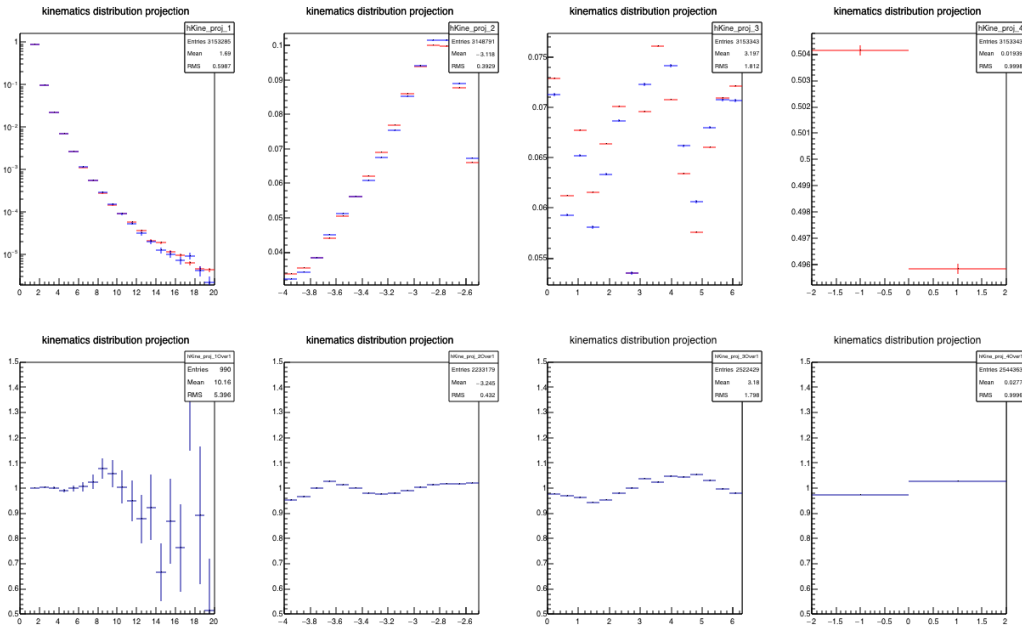


FIGURE 3.18 – Comparaison des distributions reconstruites des muons simples dans les données et les simulations dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

Les résultats finaux sont présentés Figure 3.19 en fonction des variables cinétiques et du numéro du run. Les valeurs en fonction d'une variable sont intégrées selon les deux autres (par exemple, l'incertitude en fonction de p_T est intégrée en rapidité et en ϕ). Pour s'assurer de la bonne stabilité de la méthode, l'étude fut réitérée avec différentes sélections des muons reconstruits (Figure 3.20), modifiant ainsi leurs distributions cinématiques et l'accord de ces distributions entre les données et les MC (les distributions en p_T , η et ϕ des muons dans les MC sont indépendantes les unes des autres et indépendantes du signe des muons, contrairement aux distributions réelles). Nous pouvons observer une bonne stabilité des résultats (<1%) suivant les différentes sélections appliquées. L'incertitude systématique associée au niveau des muons simples est définie de façon à ce que les rapports des efficacités données/MC soient inférieurs à 2-3 σ , soit $\sim 0.5\%$ pour les muons simples, donnant une incertitude de 1% pour les J/ψ . Afin de tenir compte des variations attendues et observées des rapports données/MC en fonction de la cinématique des muons, cette incertitude est considérée (partiellement) décorrélée en fonction de p_T et y .

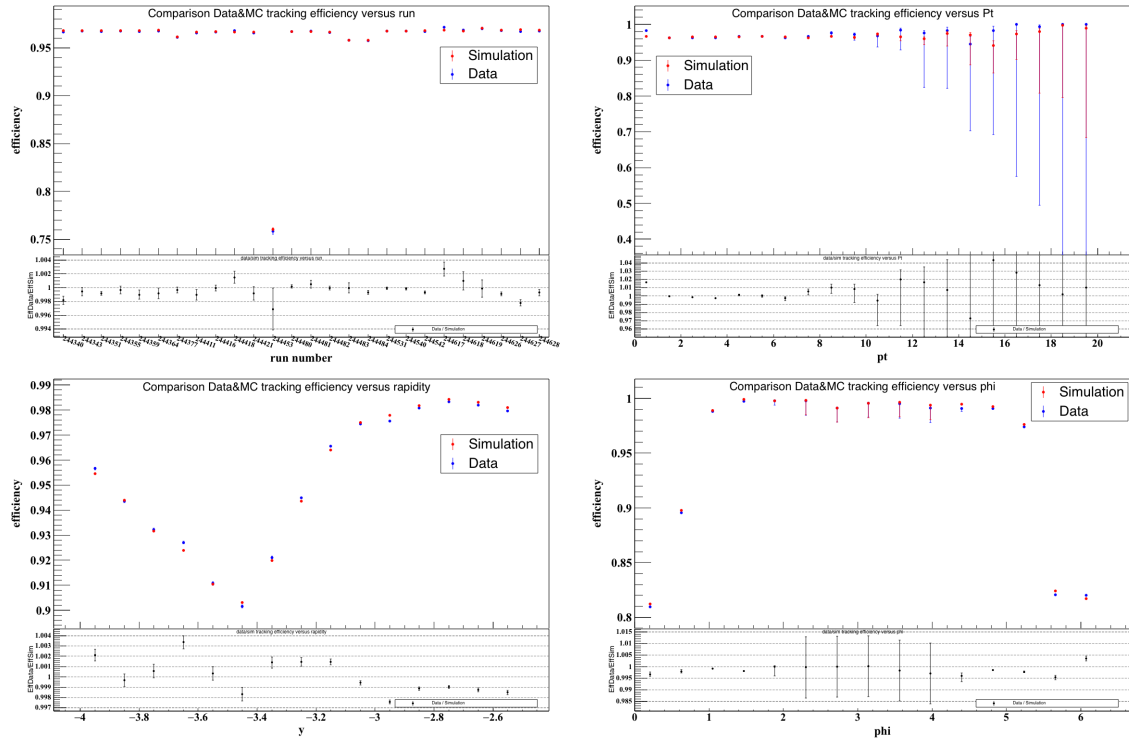


FIGURE 3.19 – Efficacité de détection des muons simples dans le trajectographe dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV et les simulations associées en fonction du numéro du run, de l'impulsion transverse, de la rapidité et de l'angle ϕ .

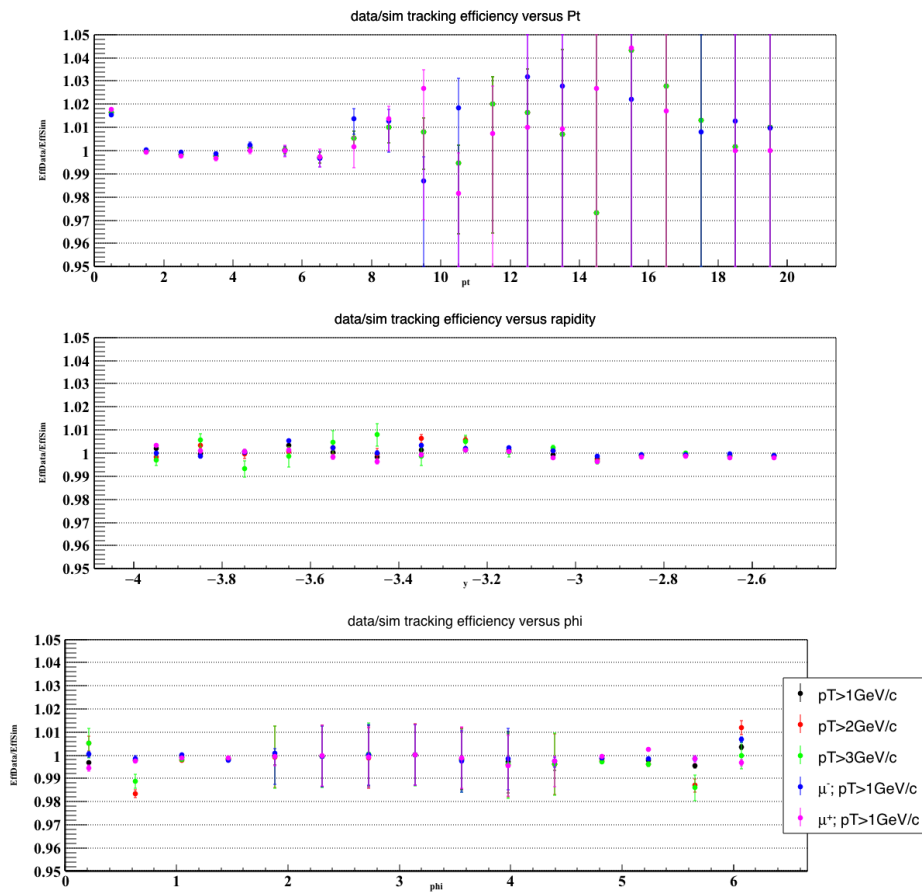


FIGURE 3.20 – Variation du ratio de l'efficacité données/MC dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, pour différentes sélections des muons, en fonction de p_T (haut), y (milieu) et ϕ (bas).

3.4.4 Efficacité du déclencheur

De la même manière que pour l'efficacité du **MCH**, l'incertitude systématique associée à l'efficacité du déclencheur est obtenue à l'aide de simulations **MC**. Cette incertitude possède deux sources :

- L'efficacité intrinsèque des chambres de déclenchement
- L'efficacité de la coupure seuil de déclenchement

La première source est évaluée de la même manière que pour l'efficacité du **MCH** en comparant l'efficacité du déclencheur dans les données et dans les **MC** réalistes au niveau des muons simples puis est propagée au niveau des J/ψ . Nous souhaitons tout d'abord présenter la méthode d'estimation de cette efficacité.

Estimation de l'efficacité du déclencheur

Une description détaillée de la méthode standard d'évaluation de l'efficacité du **MTR** est donnée par [10]. Celle-ci est dans le principe très similaire à la méthode utilisée pour le trajectographe puisqu'il s'agit d'évaluer le nombre de traces ayant déclenché la réponse du **MTR** sur le nombre de traces possibles basée sur l'étude des **strips** associés aux traces. Pour qu'une trace soit reconstruite dans le **MTR**, il faut que celle-ci ait impacté au moins trois chambres sur quatre. À partir d'un échantillon total N_{tot} de particules le traversant, le nombre de traces ayant déclenché une réponse du **MTR** dans 4 chambres est :

$$N_{4/4} = N_{tot} \prod_{i=11}^{i=14} \epsilon_i \quad (3.12)$$

où ϵ_i est l'efficacité de la chambre de déclenchement i numérotée de 11 à 14. Le nombre de traces ayant déclenché la réponse du **MTR** sans tenir compte de la réponse de la chambre ch se définit quand à lui par :

$$N_{3/4}^{ch} = N_{tot} \prod_{11 \leq i \leq 14, i \neq ch} \epsilon_i \quad (3.13)$$

À l'aide des deux définitions ci-dessus, l'efficacité ϵ_{ch} d'une chambre ch peut s'écrire :

$$\epsilon_{ch} = \frac{N_{4/4}}{N_{3/4}^{ch}} \quad (3.14)$$

Pour cette étude, les traces reconstruites dans le déclencheur ont été remplacées par l'extrapolation des traces associées, plus précises, reconstruites dans le trajectographe pour identifier les chambres touchées.

Afin d'avoir une carte d'efficacité avec une granularité fine, l'efficacité du **MTR** fut évaluée au niveau des éléments de détection (234 par chambre). La Figure 3.21 montre l'efficacité intrinsèque mesurée pour la chambre 14 lors du run 244418. Contrairement au **MCH**, les cartes d'efficacité ainsi mesurées sont utilisées dans les **MC** pour simuler la réponse du **MTR**. L'efficacité moyenne des chambres de déclenchement est $\sim 98\%$.

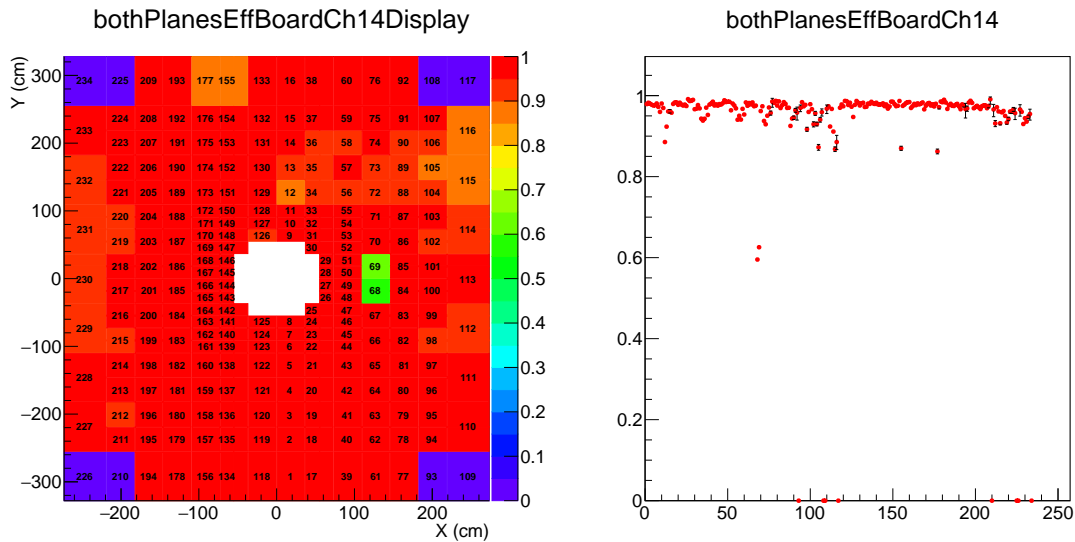


FIGURE 3.21 – Carte d’efficacité moyenne (gauche) et efficacité des cartes locales (droite) de la chambre 14 du déclencheur muon pour le run 244418.

Incertitude liée à l’efficacité intrinsèque des chambres de déclenchement

La méthode employée pour évaluer l’incertitude systématique liée à l’efficacité intrinsèque du **MTR** s’appuie sur la comparaison du nombre de J/ψ ayant déclenché les chambres dans deux types de simulations :

- des simulations réalistes.
- des simulations où la réponse du **MTR** est modifiée.

Pour obtenir ces simulations modifiées, la démarche est la même que pour obtenir les simulations réalistes, à ceci près que l’efficacité intrinsèque des **Local Board** des chambres dans les cartes d’efficacité est diminuée de l’incertitude systématique moyenne, à savoir 2%. Ce chiffre correspond à la différence relative issue de la mesure de l’efficacité intrinsèque des cartes locales avec des muons suivant différents seuils de déclenchement :

- en utilisant des traces du déclencheur au lieu des traces extrapolées reconstruites dans le **MCH**.
- sans coupure mais ayant déclenché le **MTR** (Ap_T).
- coupure basse du **MTR** (Lp_T).
- coupure haute du **MTR** (Hp_T).

L’incertitude associée à l’efficacité intrinsèque des chambres est de 1.5%.

Incertitude liée à l’efficacité de la coupure seuil du déclencheur

La procédure standard pour évaluer l’incertitude systématique liée à l’efficacité de la coupure seuil du déclencheur peut se résumer de la façon suivante :

- évaluer les rapports des distributions en p_T des muons passant le seuil bas p_T (L_{p_T}) sur les muons détectés par le **MTR** (A_{p_T}) dans les données $\left(\frac{L_{p_T}}{A_{p_T}}\Big|_{\text{data}}(p_T)\right)$ et dans les **MC** $\left(\frac{L_{p_T}}{A_{p_T}}\Big|_{\text{MC}}(p_T)\right)$.
- utiliser chacun de ces deux rapports comme pondération pour les muons déclenchant A_{p_T} dans les **MC** en fonction de p_T .
- extraire le nombre de J/ψ reconstruits dans les deux cas et faire le rapport. La différence obtenue avec l'unité est l'incertitude systématique.

L'extraction des rapports des distributions L_{p_T}/A_{p_T} peut-être faite de différentes façon, par exemple selon plusieurs intervalles en pseudo-**rapidité** ou encore par groupe de **Local Board** comme pour la période Pb–Pb (cf. Sec.4.4.3). Cependant, pour les données pp, le **MTR** fut configuré de tel sorte que $L_{p_T} = 0.5$ GeV/c = A_{p_T} , nous mettant dans l'incapacité d'utiliser la stratégie présentée plus haut. Une autre méthode fut donc développée pour cette étude.

Premièrement, il s'agira d'évaluer le rapport des distributions L_{p_T}/All dans les simulations pp, où *All* correspond aux muons sélectionnées sans aucune condition requise sur le déclenchement. Ensuite, la différence des rapports L_{p_T}/A_{p_T} dans les données et les simulations est évaluée pour un échantillon de données où $L_{p_T} = 1$ GeV/c $\neq A_{p_T}$ (les données Pb–Pb par exemple). En supposant que :

- la réponse du déclencheur au niveau des **Local Board** ne varie pas avec le temps.
- la différence relative données/**MC** est la même dans les cas où $L_{p_T} = 1$ GeV/c ou $L_{p_T} = 0.5$ GeV/c

la différence des rapports L_{p_T}/A_{p_T} entre MC et les données Pb–Pb peut être propagée au rapport L_{p_T}/All dans les **MC** pp afin d'estimer ce rapport L_{p_T}/A_{p_T} dans les données correspondantes. Nous pouvons alors suivre de nouveau la procédure standard décrite en début de section.

Cette propagation de la différence des rapports L_{p_T}/A_{p_T} au rapport L_{p_T}/All des simulations fut faite de deux façons différentes que nous allons maintenant décrire.

Méthode du facteur de propagation : La propagation de la différence données/simulations des réponses du **MTR** mesurées dans les données Pb–Pb sur la distribution L_{p_T}/All de nos simulations pp peut s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{A_{p_T}}{All}\Big|_{\text{pp}}^{\text{data}}(p_T) = \frac{A_{p_T}}{All}\Big|_{\text{pp}}^{\text{MC}}(p_T) \times \frac{\frac{L_{p_T}}{A_{p_T}}\Big|_{\text{PbPb}}^{\text{data}}(s \times p_T)}{\frac{L_{p_T}}{A_{p_T}}\Big|_{\text{PbPb}}^{\text{MC}}(s \times p_T)} \quad (3.15)$$

où le facteur de propagation s est défini par :

$$s = p_{T_{\text{PbPb}}}^{\text{cut,MC}} / p_{T_{\text{pp}}}^{\text{cut,MC}} \quad (3.16)$$

et où p_T^{cut} est défini comme la valeur de l'impulsion transverse pour laquelle la réponse du déclencheur atteint la moitié de la différence entre son maximum et son minimum. Avec cette méthode, aucune évaluation par ajustement de fonction n'est requise et nous pouvons directement utiliser les rapports L_{p_T}/A_{p_T} des données/**MC** dans les collisions Pb–Pb. Les résultats de cette méthode sont présentés Figure 3.22.

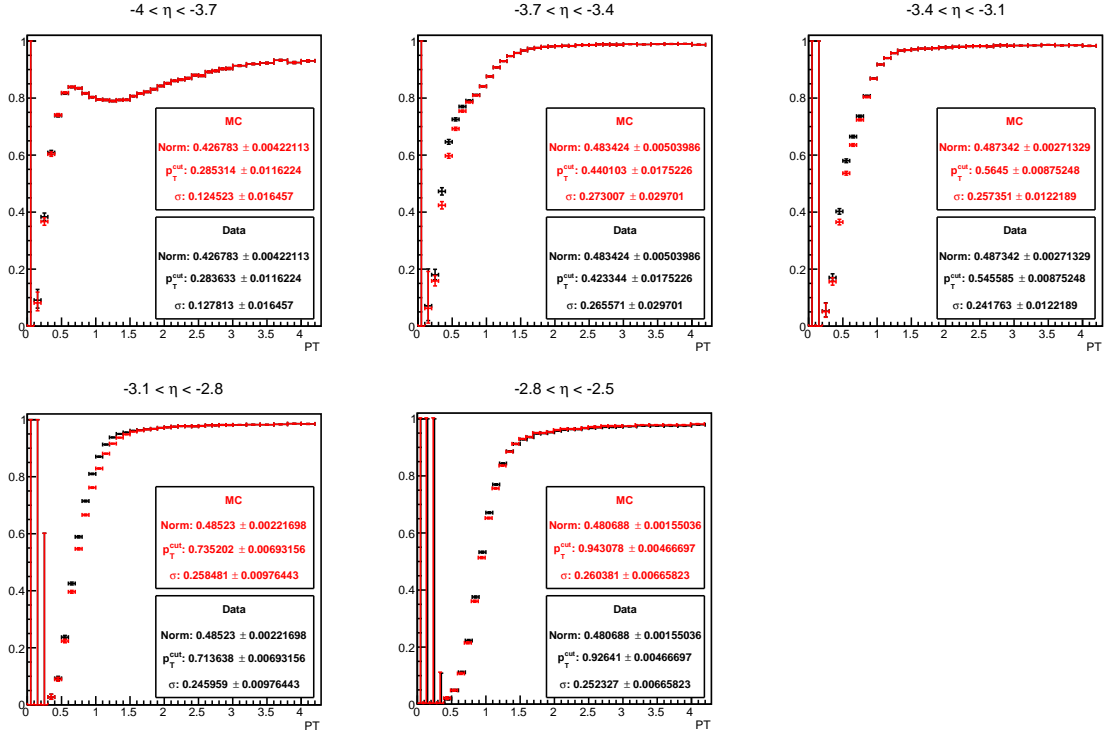


FIGURE 3.22 – Distribution Lp_T/All des muons simples dans les simulations MC (en rouge) et les données (en noir) obtenue pour différents intervalles en pseudo-rapidité avec la méthode du facteur de propagation

Méthode par ajustement de fonction : Avec cette méthode, nous ajustons les distributions Lp_T/All des données/simulations Pb–Pb par une fonction “Error” définie par :

$$F^{data/MC}(p_T, p_T^{\text{mean}}, \sigma) = 1 + p_0 \times \left(\text{erf} \left(\frac{p_T - p_T^{\text{mean}}}{\sqrt{2}\sigma} \right) - 1 \right) \quad (3.17)$$

avec $p_0 \in [0, 0.5]$. Ici, les paramètres de la fonction donnée par l’Eq.3.17 sont modifiés tels que :

$$F_w^{data}(p_T, p_{T_w}^{\text{mean}}, \sigma_w) = F^{MC}(p_T, p_T^{\text{mean}} s', \sigma s'') \equiv \frac{Ap_T}{All} \Big|_{pp}^{\text{data}}(p_T) \quad (3.18)$$

avec :

$$s' = \frac{p_{T_{PbPb}}^{\text{mean, data}}}{p_{T_{PbPb}}^{\text{mean, MC}}} \quad (3.19)$$

$$s'' = \frac{\sigma_{Pb-Pb}^{\text{mean, data}}}{\sigma_{Pb-Pb}^{\text{mean, MC}}} \quad (3.20)$$

Enfin, nous utilisons ces fonctions modifiées pour estimer la fonction de réponse du déclencheur attendue dans les données telles que :

$$\frac{Lp_T}{All} \Big|_{pp}^{\text{data}}(p_T) = \frac{Lp_T}{All} \Big|_{pp}^{\text{MC}}(p_T) \times \frac{F_w^{data}(p_T, p_{T_w}^{\text{mean}}, \sigma_w)}{F_w^{MC}(p_T, p_T^{\text{mean}}, \sigma_w)} \quad (3.21)$$

Les résultats sont présentés Figure. 3.23 pour différents intervalles en pseudo-rapidité des muons.

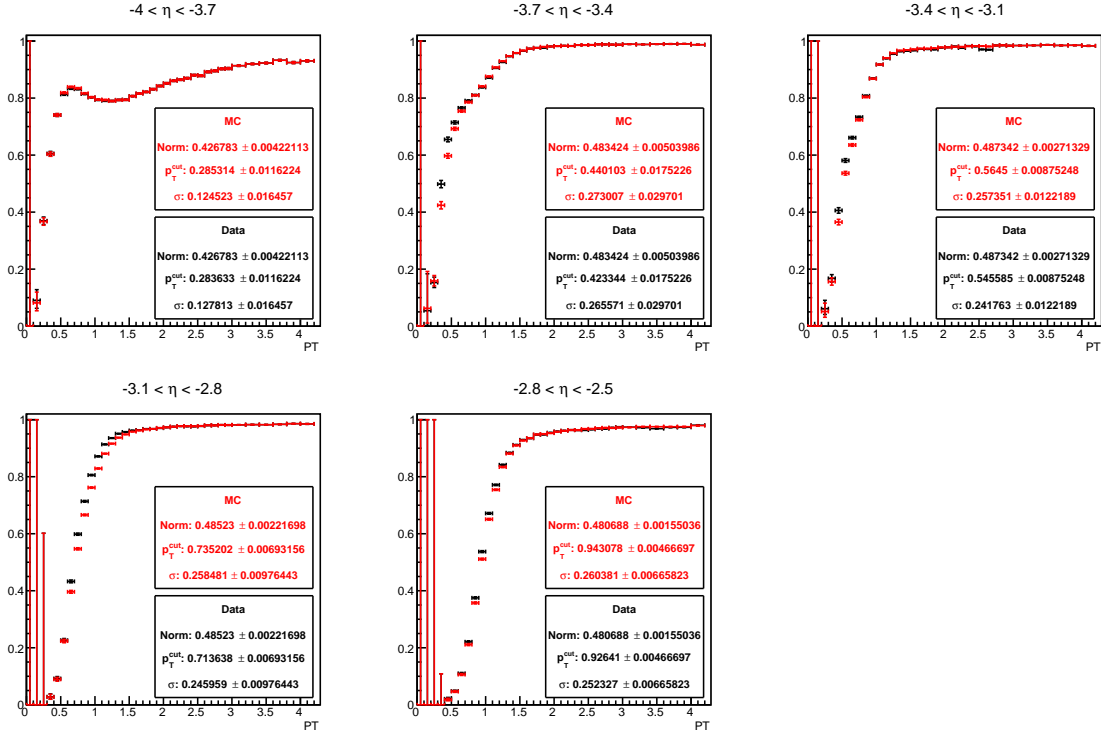


FIGURE 3.23 – Distributions $A_{p_T}/Allp_T$ dans les MC (en rouge) et les données (en noir) obtenues pour différents intervalles en pseudo-rapidité avec la méthode d'ajustement de fonction.

Résultats finaux

Les valeurs finales de l'incertitude systématique associée au seuil de déclenchement sont définies comme les valeurs maximales données par l'une ou l'autre des méthodes. Dans le cas intégré en p_T et pseudo-rapidité, cela correspond à 1% d'incertitude sur le J/ψ . Les résultats différentiels sont données en Annexe A.2.4.

3.4.5 Efficacité d'appariement

Pour être identifiée comme un muon, il faut qu'une trace reconstruite dans le MCH corresponde à une trace dans le MTR (appariement des traces trajectographe–déclencheur). La systématique associée est évaluée en variant la condition (coupure) sur le χ^2 d'appariement dans les données et les MC. Les résultats obtenus dans les données sont présentés Figure 3.24. L'efficacité de l'appariement atteint un plateau au dessus d'une coupure à $3-4\sigma$, avec des petites variations suivant p ou p_T . La perte d'efficacité entre une coupure à 6σ et une coupure à 4σ est de l'ordre de 0.7% de perte d'efficacité pour les muons simples dans les données et 0,2% dans les MC. La différence, que nous prendrons $\approx 0.5\%$ pour les muons simples, est donc de 1% pour le J/ψ pris comme l'incertitude systématique, considérée comme non-corrélée en fonction de p_T et y . Les grandes différences observées pour des valeurs de p_T inférieures au seuil de déclenchement ne sont ici pas prises en compte car déjà comptées dans la systématique associée à cette coupure seuil. Notons au passage que cette étude est aussi valable pour l'analyse Pb–Pb, où nous prendrons en compte cette incertitude de la même manière.

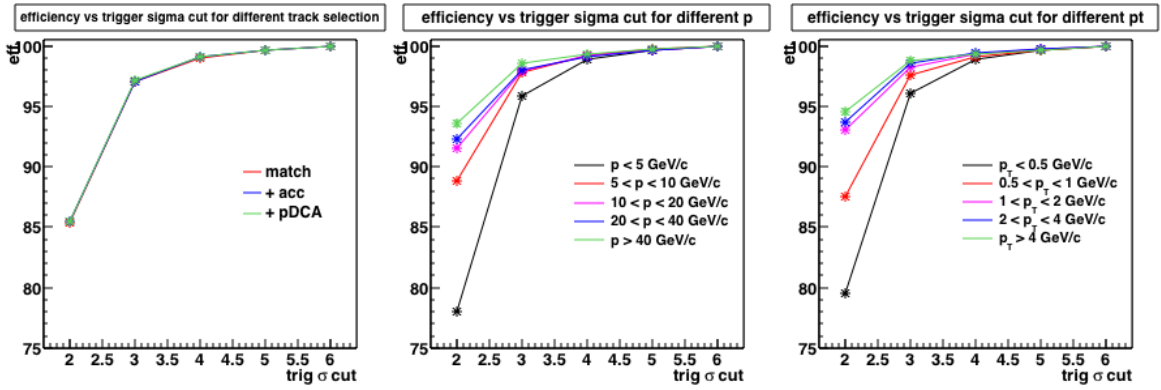


FIGURE 3.24 – Efficacité de reconstruction en fonction de la coupure χ^2 sur l'appariement pour différentes sélections de trace (gauche), différentes coupures sur l'impulsion (milieu) et l'impulsion transverse (droite). Les résultats obtenus avec la coupure à 6σ sont pris comme référence.

3.5 Mesure de la luminosité

De part l'utilisation d'une classe de déclenchement particulière (CMUL7), nos résultats ne sont pas directement exploitables car obtenus pour un certain nombre d'évènements dimuons N_{CMUL7} . Ils doivent être ramenés à un nombre équivalent de collisions de biais minimum $\text{MB } N_{\text{MB}}^{eq}$ tel que :

$$N_{\text{MB}}^{eq} = \sum_{run=i} F_{\text{norm}}^i \times N_{\text{CMUL7}}^i \quad (3.22)$$

où F_{norm}^i est le facteur de normalisation mesuré run par run. Celui-ci est directement relié à la luminosité du déclencheur CMUL7 (L_{CMUL7}) tel que :

$$L_{\text{CMUL7}} = \sum_{run=i} \frac{N_{\text{MB}}^{eq,i}}{\sigma_{\text{VDM}}} \quad (3.23)$$

où σ_{VDM} est la section efficace de référence du luminomètre VO ou T0, évaluée à partir d'une méthode dite scan de Van Der Meer [11].

Nous allons dans un premier temps détailler les différentes façons d'estimer ce facteur de normalisation avant de présenter les résultats obtenus ainsi que l'estimation de la luminosité du déclencheur CMUL7. Notons au passage que les mêmes études seront appliquées à l'étude des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

3.5.1 Méthodes de calcul de F_{norm}

Plusieurs méthodes peuvent être envisagées pour le calcul de F_{norm} et ont déjà été employées dans des travaux précédents [2, 9]. Notons que beaucoup d'acronymes relatifs aux **scalers** et aux **classes de déclenchement** vont être utilisés. Les définitions et descriptions sont disponibles Sec.2.3.1. Commençons par définir quelques termes. Le premier est le facteur de correction de pile-up (**Pile Up (PU)**) qui se définit par :

$$\text{PU}^i = \frac{\mu^i}{1 - e^{-\mu^i}} \quad (3.24)$$

où i est le numéro du run. Le terme μ^i est défini par :

$$\mu^i = -\ln\left(1 - \frac{F_{\text{purity}}^{\text{MB},i} \times L0b_{\text{MB}}^i}{N_{\text{colliding}}^i \times f_{\text{LHC}} \times D^i}\right) \quad (3.25)$$

où

- $L0b_{\text{MB}}^i$ est le nombre d'entrées L0 du déclencheur **MB (scaler)** issue des fichiers **OCDB** (cf. Sec.2.3.1)
- D^i est la durée du run
- $N_{\text{colliding}}^i$ est le nombre de paquets faisceaux qui collisionnent
- f_{LHC} est la fréquence du **LHC**
- $F_{\text{purity}}^{\text{MB},i}$ est le facteur de pureté associé au déclencheur **MB**

Le second est facteur de pureté **MB**, défini comme le nombre d'évènements passant la **PS** sur le nombre total :

$$F_{\text{purity}}^{\text{MB},i} = \frac{N_{\text{MB}}(\text{PS})}{N_{\text{MB}}(\text{ALL})} \quad (3.26)$$

Nous pouvons maintenant passer à la description des différentes méthodes du calcul de F_{norm} .

Méthodes hors-ligne

Les premières méthodes se basent sur les nombres d'évènements reconstruits. Elles sont au nombre de deux. La première ($F_{\text{norm}}^{\text{offl},i}$) consiste à calculer le facteur de normalisation pour chaque run i de la façon suivante :

$$F_{\text{norm}}^{\text{offl},i} = \text{PU}^i \times \frac{\text{MB}^i}{\text{MB\&0MUL}^i} \quad (3.27)$$

où

- MB est le nombre d'évènements MB passant la PS .
- $MB\&0MUL$ est le sous ensemble d'évènements MB passant la PS contenant aussi un signal de déclenchement dimuon $0MUL$.
- PU est le factor de correction du pile-up associé au déclencheur MB (Eq. 3.24).

La seconde méthode hors-ligne (F_{norm}^{off2}) peut être employée dans le cas où la statistique du déclencheur MB est trop basse. On utilisera alors un déclencheur intermédiaire avec une fréquence de déclenchement plus élevée (comme la [classe de déclenchement](#) muon simple MSL) pour réécrire l'Eq. 3.27 tel que :

$$F_{norm}^{off2,i} = PU^i \times \frac{MB^i}{MB\&0MSL^i} \times \frac{MSL^i}{MSL\&0MUL^i} \quad (3.28)$$

où

- MSL est le nombre d'évènements MSL passant la PS .
- $MB\&0MSL$ est le sous ensemble d'évènements MB passant la PS contenant aussi un signal de déclenchement muon simple $0MSL$.
- $MSL\&0MUL$ est le sous ensemble d'évènements MSL passant la PS contenant aussi un signal de déclenchement dimuon $0MUL$.

Méthode des scalers

Une autre possibilité est d'utiliser directement les [scalers](#) contenus dans les fichiers [OCDB](#) ($L0b_x^i$) associés à la [classe de déclenchement](#) x . Le facteur de normalisation s'écrit alors :

$$F_{norm}^{scal,i} = PU^i \times \frac{F_{purity}^{MB} L0b_{MB}^i}{F_{purity}^{MUL} L0b_{MUL}^i} \quad (3.29)$$

où F_{purity}^x est le facteur de pureté associé à la [classe de déclenchement](#) x . Bien que l'Eq. 3.29 semble plus complexe, son avantage est de pas souffrir du manque de statistique. De plus, F_{purity}^{MUL} n'est pas nécessaire si le nombre d'évènement $CMUL7$ utilisé dans l'Eq. 3.22 est celui avant la PS (ou s'annule si l'on utilise les évènements $CMUL7$ après PS , puisque ce facteur se calcule alors de façon similaire à F_{purity}^{MB} , Eq. 3.26)). Il est néanmoins nécessaire de l'appliquer si l'on veut comparer les résultats de cette méthode d'estimation de F_{norm} avec les précédentes.

3.5.2 Résultats

Pour la période considérée, les différentes [classes de déclenchement](#) utilisées sont :

- les classes $CINT7$ et $C0TVX$ pour les évènements MB et le facteur $L0b_{MB}$.
- la classe $CMUL7$ pour $L0b_{MUL}$ et N_{MUL}
- la classe $CMSL7$ pour les évènements muons simple MSL

Notons que le facteur de pureté du T0, notre luminomètre, est égal à 1 (100% pur). Le facteur de pureté CINT7 est présenté Fig. 3.25 en fonction du numéro de run. Le PU pour les événements CINT7 et C0TVX (Eq. 3.24) est présenté Fig. 3.26. La différence entre le début et la fin de la période de prise de données correspond à deux conditions de faisceaux différentes.

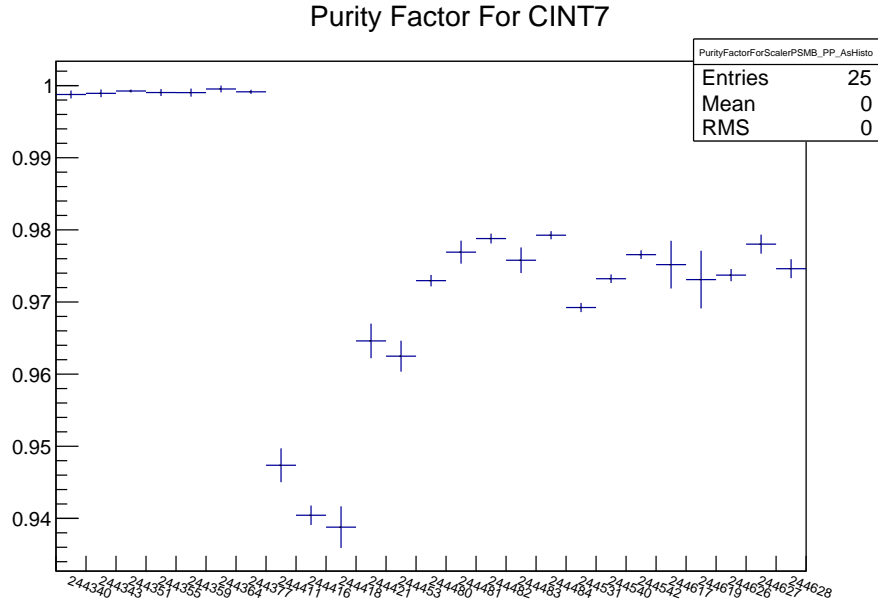


FIGURE 3.25 – Facteur de pureté de la classe CINT7 en fonction du numéro du run.

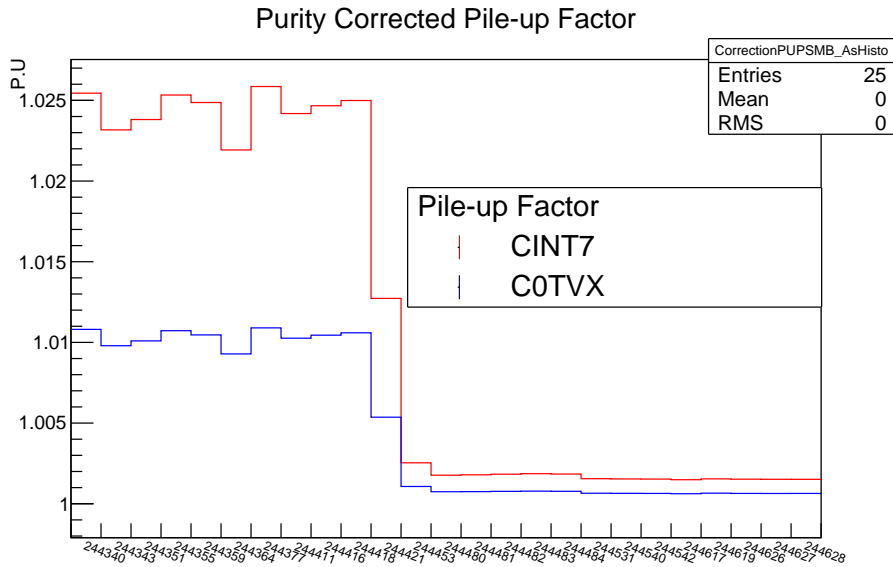


FIGURE 3.26 – Facteur de correction du PU pour les déclencheurs CINT7 et C0TVX en fonction du numéro de run.

Le facteur F_{norm} peut alors être calculé par la méthode en ligne (Eq. 3.29) mais aussi les méthodes hors-ligne. Cependant, la statistique du déclencheur CINT7 n'est pas suffisante pour utiliser l'Eq. 3.27, et seule l'Eq. 3.28 est comparée à la méthode en ligne. De plus, la

classe C0TVX ne peut non plus être utilisée pour l'étude hors-ligne car celle-ci ne fait pas partie des **classes de déclenchement** enregistrées dans les données. En résumé, seront comparées la méthode en ligne pour les événements C0TVX et la méthode de l'Eq. 3.27 pour les événements CINT7.

Pour pouvoir comparer les deux méthodes (CINT7 hors-ligne et C0TVX **scaler**), la section efficace CMUL7 est mesurée run par run de la façon suivante :

$$\sigma_{MUL}^i = \frac{\sigma_{VdM}}{F_{norm}^i} \quad (3.30)$$

où σ_{VdM} est la section efficace du **V0** ou du **T0** (prise comme référence pour l'une ou l'autre des **classes de déclenchement** suivant le détecteur sur lequel elle est basée) mesurée par la méthode du **Van der Meer scan (VDM)** [11] :

- $\sigma_{VdM}^{V0} = 51.17 \pm 1.18$ mb
- $\sigma_{VdM}^{T0} = 21.55 \pm 0.45$ mb

L'incertitude donnée pour ces deux valeurs correspond à l'incertitude systématique (2.3%) prenant en compte la différence relative entre les deux luminomètres. Les résultats sont donnés Fig. 3.27. Bien que la statistique disponible pour la méthode hors-ligne soit limitée, les résultats montrent un très bon accord entre eux. Les résultats basés sur le C0TVX étant plus précis (plus de statistique), ces derniers seront les seuls retenus pour le calcul final.

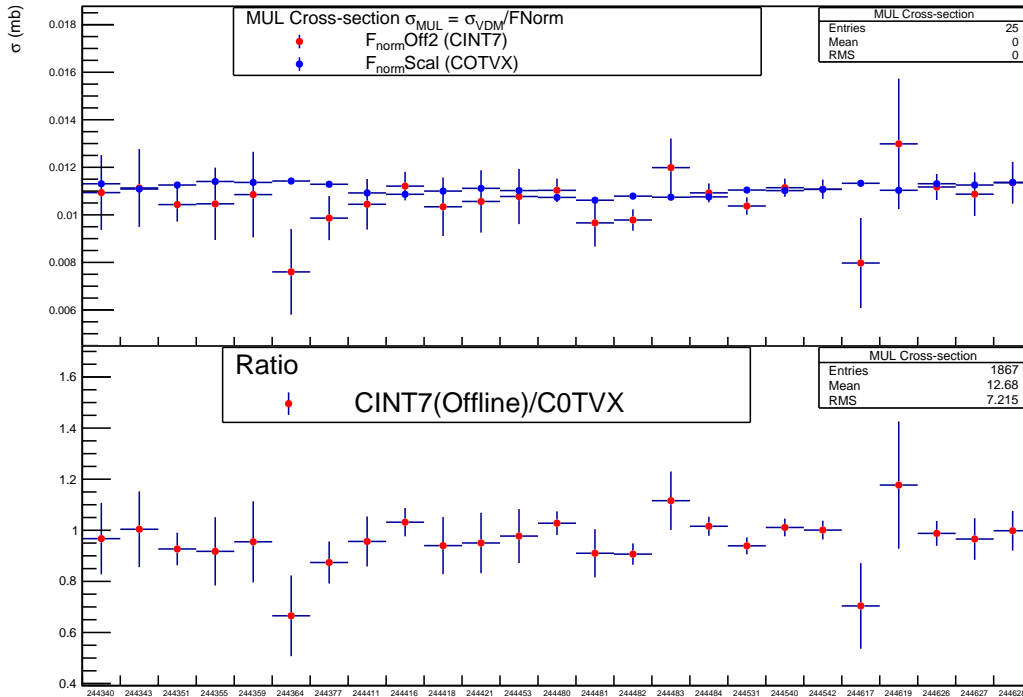


FIGURE 3.27 – Section efficace CMUL7 évaluée avec la méthode hors-ligne et des **scalers**.

Finalement, le facteur F_{norm} retenu pour calculer la section efficace du J/ψ peut être obtenu à partir de l'Eq. 3.22 tel que :

$$F_{\text{norm}} = \frac{\sum_{\text{run}=i} F_{\text{norm}}^i \times N_{\text{MUL}}^i}{N_{\text{MUL}}^{\text{tot}}} \quad (3.31)$$

où $N_{\text{MUL}}^{\text{tot}}$ est le nombre total d'événements CMUL7. La valeur numérique est $F_{\text{norm}} = 1960.08 \pm 1.69$.

Enfin, la luminosité intégrée pour notre échantillon de données est donnée par :

$$L_{\text{int}} = \frac{N_{\text{MUL}}^{\text{tot}} \times F_{\text{norm}}}{\sigma_{\text{VDM}}} \quad (3.32)$$

Nous rappelons que $N_{\text{MUL}}^{\text{tot}} = 1168506$ événements, et en utilisant la section efficace **VDM** du **T0**, cela correspond à une luminosité intégrée $L_{\text{int}} = 106.28 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 2.23(\text{syst.}) \text{ nb}^{-1}$, où la systématique est la même que celle associée à notre luminosité de référence.

3.6 Résumé des erreurs systématiques

Toutes les incertitudes systématiques sont résumées dans le Tableau 3.1.

Source	$p_T < 12 \text{ GeV}/c$ ($2.5 < y < 4$)	vs p_T ($2.5 < y < 4$)	vs p_T ($2.5 < y < 3.25$)	vs p_T ($3.25 < y < 4$)	vs y ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$)
Signal	3.3-3.4%	1.5-9.3%	2.3-4.9%	3.1-5.5%	2.6-4.1%
Fonction de génération	2%	0.7-1.5%	3.0%	3.0%	0.5-2.5%
Efficacité du MCH	1%	1%	1%	1%	1%
Efficacité du MTR	1.8%	1.5-1.8%	1.5-1.9%	1.5-1.8%	1.5-2.3%
Appariement	1%	1%	1%	1%	1%
Luminosité	2.16%	2.16%*	2.16%*	2.16%*	2.16%*
BR	0.5%	0.5%*	0.5%*	0.5%*	0.5%*

TABLEAU 3.1 – Résumé des incertitudes systématiques de la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$. Les valeurs marquées d'une astérisque sont corrélées en fonction de p_T ou y .

3.7 Résultats

3.7.1 Section Efficace $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$

Les résultats de la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$ sont donnés en fonction de p_T (intégré en **rapidité**) et en fonction de y (intégré en p_T) Figure 3.28. Les valeurs intégrées dans $2.5 < y < 4$ sont disponibles dans le Tableau 3.2. La grande statistique disponible pour la prise de données pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV permet également d'extraire la section efficace en fonction de p_T dans deux intervalles en **rapidité**. Tous les résultats sont disponibles dans l'Annexe A.3.

Pour s'assurer de la bonne cohérence des résultats, les sections efficaces différentielles (versus p_T et y) obtenues dans des petits intervalles ont été sommées et comparées aux résultats obtenus avec des intervalles intégrés, en supposant toutes les incertitudes comme décorréelées (Figure 3.29). Nous observons un très bon accord entre les valeurs moyennes

p_T (GeV/c)	$\sigma_{J/\psi}^{pp} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} (\mu\text{b})$
$2.5 < y < 4$	
$0 < p_T < 8$	$5.51 \pm 0.08 \pm 0.28$
$0.3 < p_T < 8$	$5.47 \pm 0.08 \pm 0.27$
$0 < p_T < 12$	$5.61 \pm 0.08 \pm 0.29$
$0.3 < p_T < 12$	$5.49 \pm 0.08 \pm 0.28$

TABLEAU 3.2 – Section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ intégrée en rapidité pour différents intervalles en p_T .

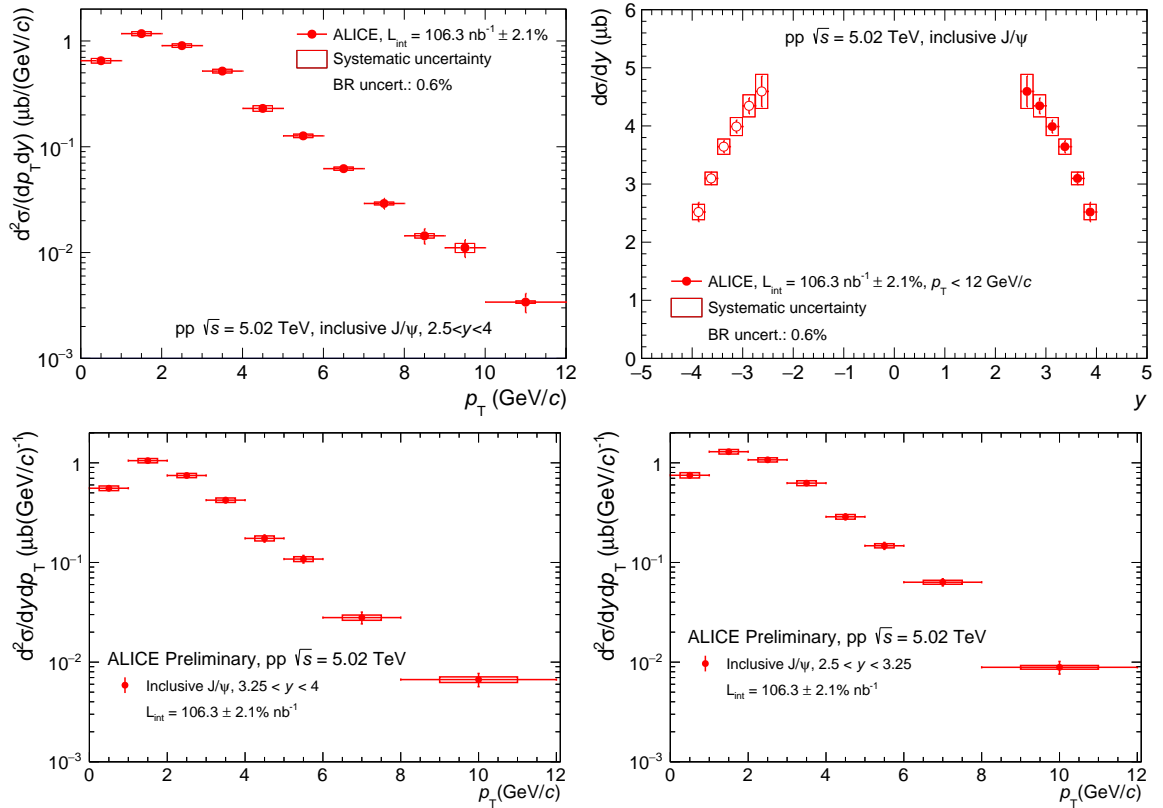


FIGURE 3.28 – Section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV en fonction de l'impulsion transverse intégrée en rapidité (en haut à gauche), de la rapidité intégrée en p_T (en haut à droite) et en fonction de p_T dans deux intervalles en rapidité (bas).

sommées et intégrées, leur différence étant largement contenue dans les incertitudes systématiques respectives. Néanmoins, nous observons aussi que la somme quadratique des incertitudes systématiques pour les petits intervalles sous-estime les incertitudes systématiques réelles, c'est-à-dire obtenues pour les bins plus larges. Cela s'explique par le fait que certaines systématiques, considérées comme décorrélées, sont en réalité partiellement corrélées, telles que l'extraction du signal (cf. Sec.3.3).

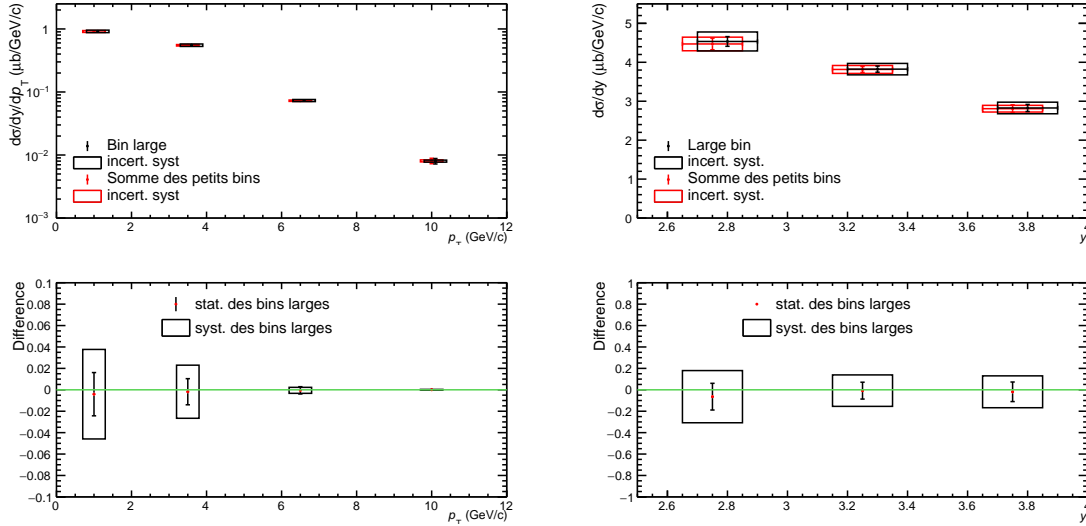


FIGURE 3.29 – Comparaison des résultats obtenus pour $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ entre les intervalles larges et la somme des résultats plus différentiels en fonctions de p_T (gauche) et y (droite).

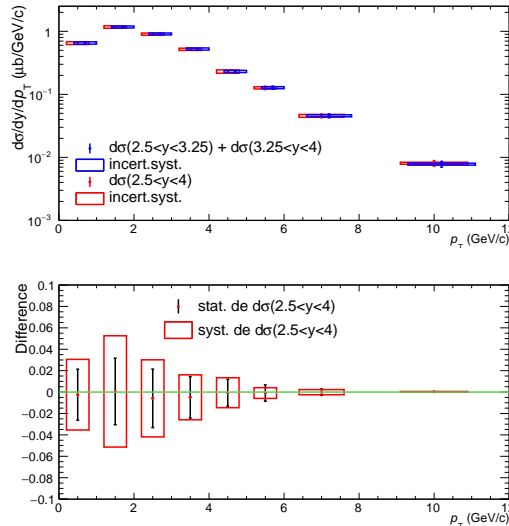


FIGURE 3.30 – Comparaison des résultats obtenus pour $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ entre le cas intégré et la somme des résultats obtenus dans deux intervalles en rapidité en fonctions de p_T .

Le même type de comparaison est effectuée entre la somme des sections efficaces versus p_T obtenues dans deux intervalles en rapidité et le cas tout intégré en y (Figure 3.30).

Là aussi, nous observons un très bon accord entre les résultats au niveau des valeurs centrales ainsi qu'une légère augmentation des incertitudes systématiques pour le cas tout intégré pour les mêmes raisons discutées précédemment.

Les résultats peuvent aussi être comparés à une section efficace interpolée [12] qui fut utilisée dans des analyses antérieures à celle-ci [9]. Les résultats sont présentés Figure 3.31, montrant un bon accord dans les incertitudes combinées, tout en étant plus précis dans un intervalle plus grand en p_T .

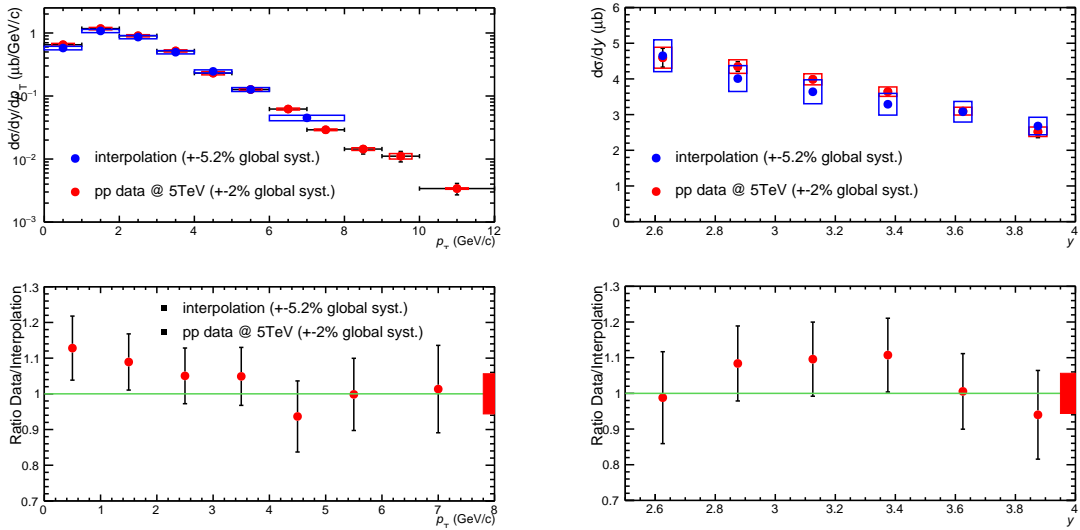


FIGURE 3.31 – Comparaison entre les sections efficaces interpolées et issues des données. Les incertitudes sont considérées comme décorréelées lors du calcul du rapport.

Finalement, la dépendance en impulsion transverse de la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ est comparée aux prédictions théoriques (Figure 3.32) pour la production inclusive de J/ψ (Ma, Wang et Chao [13] encart de gauche, Butenschön et Kniehl [14] encart de droite). Ces modèles se basent sur des prédictions NRQCD au second ordre **Next-to Leading Order (NLO)** auxquelles sont additionnées des prédictions sur la contribution des J/ψ de désintégration des mésons B issues d'un calcul **Fix-Order Next-to-Leading Logarithm (FONLL)** donné par Cacciari *et al.* [15] (courbes grises). De plus, les prédictions au LO du modèle de Ma *et al.* ont aussi été couplées avec les prédictions du modèle CGC pour les petites impulsions transverses. Ces prédictions peuvent être intégrées en fonction de p_T et comparées à $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ en fonction de la rapidité (Figure 3.33).

Plus en détail, les deux modèles présentés possèdent quelques différences, notamment au niveau de l'implémentation des LDME utilisées pour calculer la contribution de l'octet de couleur dans la production du J/ψ (cf. Sec.1.3.2) : trois éléments de matrice pour le modèle de Butenschön et Kniehl contre deux combinaisons linéaires de ces trois éléments pour Ma *et al.*. De plus, le choix des données pour ajuster ces éléments de matrices, la coupure seuil en p_T au-dessus de laquelle le modèle est applicable ainsi que l'implémentation des contributions issues des décroissances du χ_c et du $\psi(2S)$ ne sont pas non plus les mêmes. Nous pouvons dans tout les cas observer un bon accord entre les modèles et les prédictions théoriques.

À noter que ces résultats ont fait l'objet d'une publication [3] regroupant l'étude des sections efficaces du J/ψ et du $\psi(2S)$ à rapidité vers l'avant mesurées par ALICE pour toutes les énergies disponibles du LHC.

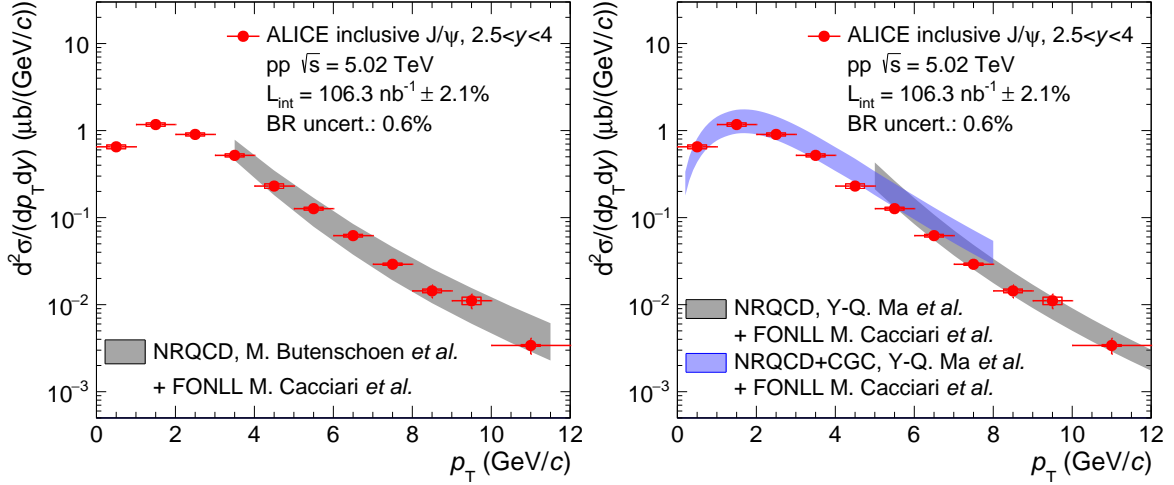


FIGURE 3.32 – Comparaison de la section efficace inclusive du J/ψ en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV et les prédictions théoriques.

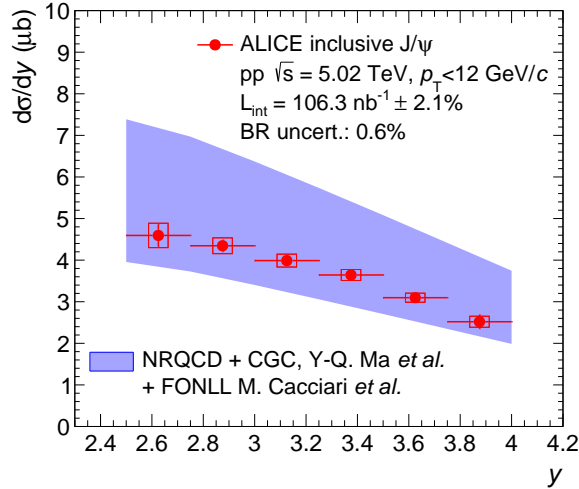


FIGURE 3.33 – Comparaison de la section efficace inclusive du J/ψ en fonction de la rapidité dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV avec les prédictions théoriques.

3.7.2 Extraction du $\langle p_T \rangle$ et du $\langle p_T^2 \rangle$

Comme expliqué dans la Sec.1.3.5, deux autres variables s'avèrent très utiles pour la compréhension de la production de J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV : le $\langle p_T \rangle$ et le $\langle p_T^2 \rangle$. Pour évaluer ces deux quantités, la manière la plus simple est de faire un ajustement de la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ en fonction de p_T par une fonction ad-hoc (Eq. E.5 Annexe E) et de calculer le premier et second moment de celle-ci pour un intervalle en p_T donné. Les incertitudes sont calculées en propageant la matrice de covariance issue de l'ajustement telles que :

$$\sigma_{\langle p_T \rangle} = \sqrt{J(\text{Cov})J^T} \quad (3.33)$$

$$J = \left(0; \frac{\partial \langle p_T^{J/\psi} \rangle}{\partial p_0}; \frac{\partial \langle p_T^{J/\psi} \rangle}{\partial n}\right) \quad (3.34)$$

L'ajustement de fonction est réalisé en utilisant la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques décorréelées en chaque point (Figure 3.34). Les résultats finaux dans le domaine en rapidité $2.5 < y < 4$ et $p_T < 12$ GeV/c sont :

- $\langle p_T \rangle = 2.368 \pm 0.020$ (stat) ± 0.023 (syst) GeV/c
- $\langle p_T^2 \rangle = 8.084 \pm 0.136$ (stat) ± 0.121 (syst) GeV/c

où les incertitudes statistiques et systématiques sont extraites de la procédure d'ajustement lorsque l'on utilise uniquement l'un ou l'autre type d'incertitude sur les points.

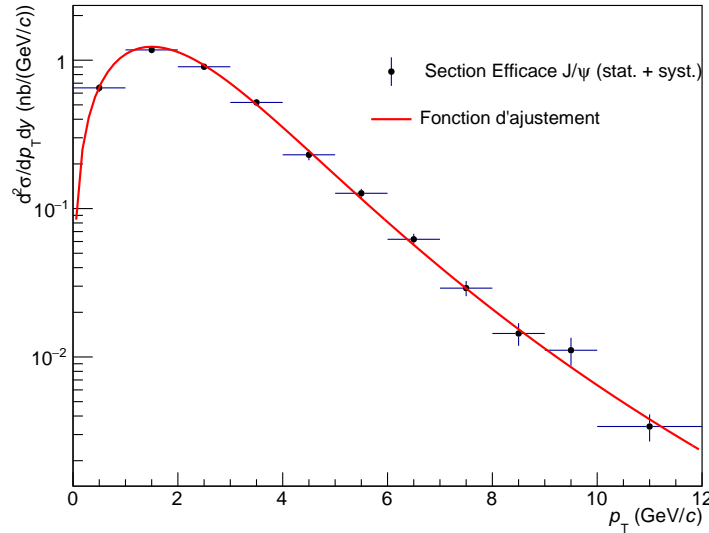


FIGURE 3.34 – Résultat de l'ajustement de fonction sur la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ en fonction de p_T . Les barres d'erreurs représentent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques.

Afin de vérifier la validité de nos résultats, ceux-ci ont été estimés avec une méthode différente développée notamment dans [9, 16]. La stratégie est d'extraire les valeurs du $\langle p_T \rangle$ par une procédure d'ajustement de fonction de la distribution du $\langle p_T \rangle$ des dimuons de signe opposé, corrigées de l' $A\epsilon$, en fonction de la masse invariante. Chaque valeur de $\langle p_T \rangle$ des paires dimuons pour une valeur i de $M_{\mu^+\mu^-}$ est définie comme la moyenne pondérée des valeurs de p_T pour toutes les paires j telle que :

$$\langle p_T \rangle_i = \frac{1}{w_i} \sum_{j=1}^{n_i} \frac{p_T^j}{A\epsilon(p_T^j, y^j)} \quad (3.35)$$

avec $w_i = \frac{ni}{\sum_{j=1}^{ni} A\epsilon(p_T^j, y^j)}$ le nombre d'entrées effectives dans le bin i et $A\epsilon(p_T^j, y^j)$ est la valeur de l'acceptance-efficacité d'un J/ψ d'impulsion transverse p_T^j et de rapidité y^j (Figure 3.35). La distribution est ensuite ajustée par une fonction définie tel que :

$$\langle p_T \rangle (M_{\mu^+\mu^-}) = \alpha^{J/\psi} (M_{\mu^+\mu^-}) \langle p_T^{J/\psi} \rangle + \alpha^{\psi(2S)} (M_{\mu^+\mu^-}) \langle p_T^{\psi(2S)} \rangle + (1 - \alpha^{J/\psi} (M_{\mu^+\mu^-}) - \alpha^{\psi(2S)} (M_{\mu^+\mu^-})) \langle p_T^{bkd} \rangle \quad (3.36)$$

où

- $\alpha(M_{\mu^+\mu^-}) = S/(S + B)$ est extrait grâce à la procédure d'ajustement (cf. Sec.3.3) du spectre en masse invariante des dimuons corrigés de l'Aε du J/ψ .
- S et B sont les fonctions de signal (J/ψ ou $\psi(2S)$) et de bruit issues de la procédure d'ajustement du spectre de masse invariante corrigés de l'Aε.
- $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$ et $\langle p_T^{\psi(2S)} \rangle$ sont des paramètres libres.
- $\langle p_T^{bkd} \rangle$ est le $\langle p_T \rangle$ du bruit de fond paramétré par une fonction *ad hoc*.

La fonction ad-hoc de bruit de fond retenue ici est un polynôme de degré deux. Notons que cette méthode n'est valable que pour l'extraction du $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$. Par exemple, si l'on souhaite évaluer le $\langle p_T^{\psi(2S)} \rangle$ la procédure doit être à nouveau menée en utilisant le terme d'Aε du $\psi(2S)$.

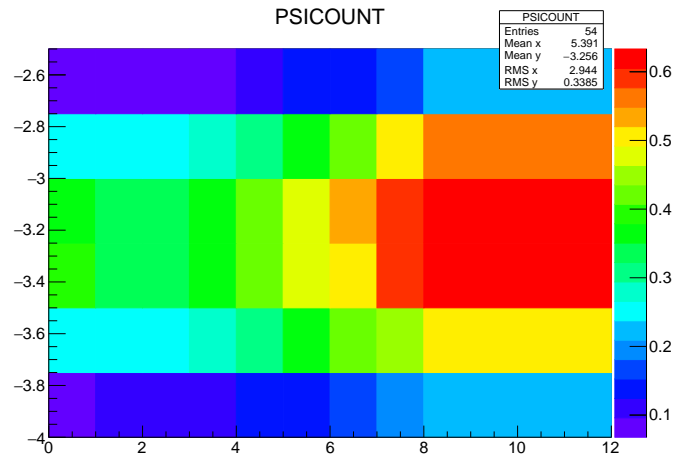


FIGURE 3.35 – Carte d'Aε 2D (p_T, y) des J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV

La Figure 3.36 donne un exemple de cette extraction du $\langle p_T \rangle$ pour le cas intégré en p_T et rapidité. La batterie complète de tests sur l'extraction de $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$ (plusieurs choix de fonction *ad hoc* pour $\langle p_T^{bkd} \rangle$ ainsi que plusieurs intervalles d'ajustement, combinés aux différents tests d'extraction de signal à partir du spectre en masse) n'a pas été menée jusqu'au bout car seul la confirmation de la valeur centrale et de l'incertitude statistique est ici recherchée. Le résultat obtenu pour $2.5 < y < 4$ et $p_T < 12$ GeV/c est $\langle p_T \rangle = 2.382 \pm 0.020$ (stat), valeur compatible dans l'incertitude systématique avec le résultat précédent. Cette vérification étant suffisante, l'extraction du $\langle p_T^2 \rangle$ à l'aide de cette méthode, bien que possible, n'a pas été effectué ici.

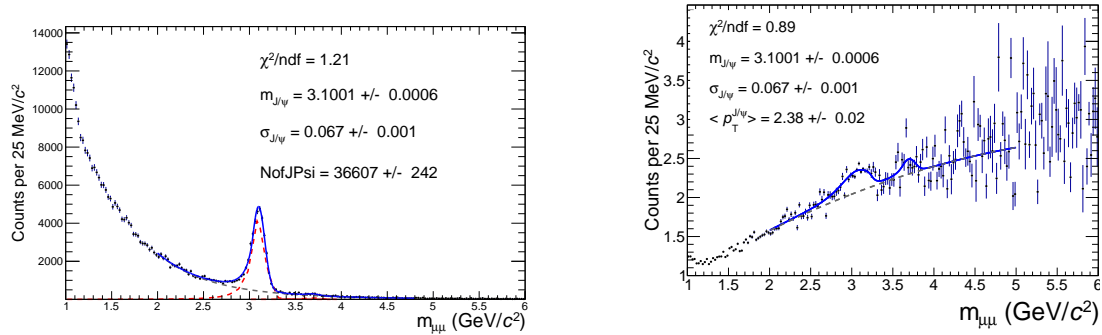


FIGURE 3.36 – Extraction du signal à partir du spectre de masse invariante (gauche) et du spectre de $\langle p_T \rangle$ (droite) des dimuons corrigés de l'Ae du J/ψ dans l'intervalle en rapidité $2.5 < y < 4$ et $p_T < 12 \text{ GeV}/c$ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$.

3.8 Références

- [1] Particle Data Group, C. Patrignani *et al.*, Chin. Phys. **C40**, 100001 (2016). [55](#)
- [2] A. Lardeux, *Study of inclusive J/ψ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2,76 \text{ TeV}$ with the ALICE muon spectrometer at the LHC*, Theses, Ecole des Mines de Nantes, 2014. [60](#), [86](#)
- [3] ALICE, S. Acharya *et al.*, (2017), arXiv :1702.00557. [63](#), [94](#)
- [4] Z. Conesa Del Valle, *Performance of the ALICE muon spectrometer.
Weak boson production and measurement in heavy-ion collisions at LHC.*, Theses, Université de Nantes, Universitat Autònoma de Barcelona, 2007. [68](#)
- [5] ALICE, G. Chabratova *et al.*, (2003). [72](#)
- [6] ALICE, G. Chabratova *et al.*, (2003). [72](#)
- [7] N. Le Bris, *Low momentum heavy-flavours measurements in the semi-muonic channel, and tracking efficiency of the ALICE's muon spectrometer.*, Theses, Université de Nantes, 2009. [73](#)
- [8] M. Lenhardt, *Étude 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, SUBATECH, Nantes, 2011. [73](#)
- [9] J. Martin Blanco, *Study of J/ψ production dependence with the charged particle multiplicity in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ and pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with the ALICE experiment at the LHC*, Theses, Université de Nantes, 2015. [75](#), [86](#), [93](#), [95](#)
- [10] ALICE Internal Note, D. Stocco, (2008), 1702.00557. [80](#)
- [11] ALICE Collaboration, (2016). [85](#), [89](#)
- [12] LHCb, ALICE, ALICE and L. Collaborations, (2013). [93](#)
- [13] Y.-Q. Ma, K. Wang, and K.-T. Chao, Phys. Rev. Lett. **106**, 042002 (2011), arXiv :1009.3655. [93](#)

- [14] M. Butenschoen and B. A. Kniehl, Phys. Rev. Lett. **106**, 022003 (2011), arXiv:1009.5662. [93](#)
- [15] M. Cacciari *et al.*, JHEP **10**, 137 (2012), arXiv:1205.6344. [93](#)
- [16] ALICE, E. Abbas *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 162301 (2013), arXiv:1303.5880. [95](#)

CHAPITRE 4

ANALYSE DE LA PRODUCTION DE J/ψ DANS LES COLLISIONS PB–PB À $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TEV

« Ça maaarche! »

Diego Stocco

Sommaire

4.1 Définition et mesure de la centralité d'une collision	101
4.2 Sélection des traces et des événements	103
4.3 Extraction du signal	104
4.3.1 Description de la méthode de mixage d'événement	105
4.3.2 Normalisation des distributions de masse invariante mixées	105
4.3.3 Résumé des tests d'extraction du signal	107
4.3.4 Résultats	109
4.4 Correction d'Acceptance-Efficacité	110
4.4.1 Incertitudes sur les fonctions de génération	112
4.4.2 Efficacité du trajectographe	114
4.4.3 Efficacité du déclencheur	118
4.5 Le facteur de Normalisation F_{norm}	121
4.5.1 Résultats de l'estimation du Pile Up et des facteurs de puretés	121
4.5.2 Résultats	122
4.6 Résumé des erreurs systématiques	125
4.7 Résultats	125
4.7.1 Facteur de Modification Nucléaire R_{AA}	125
4.7.2 $\langle p_T \rangle$, $\langle p_T^2 \rangle$ et r_{AA}	136
4.8 Références	139

DANS le chapitre précédent, nous avons présenté l’analyse ainsi que les résultats de la mesure de la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. Nous allons passer maintenant à la dernière étape de cette thèse, la mesure de la production de J/ψ dans les collisions Pb–Pb ainsi que l’analyse du facteur de modification nucléaire R_{AA} à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Une formulation générique de ce dernier a déjà été donnée dans le premier chapitre (Eq.1.15) et peut être réécrite en fonction de la centralité i d’une collision tel que :

$$R_{AA}^i(\Delta p_T, \Delta y) = \frac{Y_{J/\psi}^{Pb-Pb, i}(\Delta p_T, \Delta y)}{\langle N_{coll} \rangle^i Y_{J/\psi}^{pp}(\Delta p_T, \Delta y)} \quad (4.1)$$

où $Y_{J/\psi}^{Pb-Pb, i}$ et $Y_{J/\psi}^{pp}$ sont les taux de production inclusive de J/ψ dans les collisions Pb–Pb et pp et $\langle N_{coll} \rangle$ est le nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon dans une collision Pb-Pb. Du point de vue de l’expérience, le facteur de modification nucléaire s’écrit :

$$R_{AA}^i(\Delta p_T, \Delta y) = \frac{N_{J/\psi}^i(\Delta p_T, \Delta y)}{BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} \cdot A\epsilon^i(\Delta p_T, \Delta y) \cdot N_{MB}^i \cdot \langle T_{AA}^i \rangle \cdot \sigma_{J/\psi}^{pp}(\Delta p_T, \Delta y)} \quad (4.2)$$

avec :

- $N_{J/\psi}^i$: le nombre brut de J/ψ mesurés extrait des données pour un intervalle en centralité i .
- $BR_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} = 5.96 \pm 0.03$ % : le rapport d’embranchement du canal de décroissance dimuonique du J/ψ [1].
- $A\epsilon^i$: la correction d’acceptance-efficacité du détecteur pour un intervalle en centralité i .
- N_{MB}^i : le nombre de collisions MB équivalentes pour un intervalle en centralité i .
- T_{AA}^i : la fonction de recouvrement nucléaire pour un intervalle en centralité i .
- $\sigma_{J/\psi}^{pp}$: la section efficace de production du J/ψ dans les collisions pp à la même énergie de collision.

Si l’on compare l’Eq. 4.2 à la définition de $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ (Eq. 3.1), nous pouvons remarquer une certaine similarité entre les deux formules, la différence majeure se trouvant finalement dans l’apparition de termes dépendants de la centralité de la collision. Nous commencerons donc ce chapitre par décrire comment celle-ci est estimée dans l’expérience ALICE. Puis nous suivrons le même cheminement que pour le Chapitre 3, en commençant par présenter les coupures de sélection des traces et des événements. Nous aborderons les méthodes d’extraction du signal, d’évaluation du terme d’ $A\epsilon$, et enfin l’estimation de N_{MB}^i via le facteur de normalisation F_{norm} (cf. Sec.3.5). Dans cette optique, nous souhaitons avertir le lecteur qu’un grand nombre de renvois au chapitre précédent seront effectués, les méthodes d’estimation des différents termes et leurs sources d’incertitude associées étant très souvent les mêmes pour les deux analyses. Nous terminerons par la présentation des résultats finaux et leurs comparaisons avec des prédictions théoriques.

4.1 Définition et mesure de la centralité d'une collision

La centralité d'une collision d'ions lourds est une propriété intrinsèque traduisant la zone de recouvrement des deux noyaux lors de l'impact. Elle est quantifiée à l'aide du paramètre d'impact b défini comme la distance transverse entre les centres de deux noyaux (Figure 4.1). Plus une collision est centrale, plus le paramètre d'impact est petit. À l'opposé, plus une collision est périphérique, plus le paramètre d'impact est grand. Dans cette vision géométrique, on comprend que le nombre moyen de nucléons participant à la collision dans le volume initial de recouvrement entre les deux noyaux ($\langle N_{\text{part}} \rangle$) est aussi plus important pour des événements centraux.

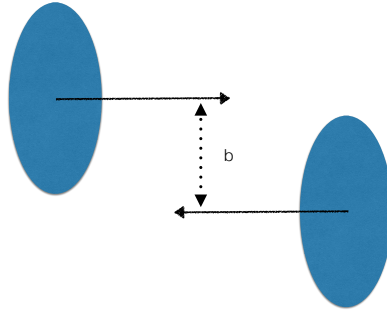


FIGURE 4.1 – Illustration du paramètre d'impact b entre deux noyaux lors d'une collision.

La procédure d'évaluation de la centralité suivie par l'expérience [ALICE](#) est décrite dans [2–4]. Celle-ci se base sur les prédictions du modèle de Glauber [4, 5] qui décrit une collision nucléaire comme la superposition d'interactions binaires nucléon-nucléon. Il permet de calculer et de mettre en relation la fonction de recouvrement géométrique nucléaire ($\langle T_{AA} \rangle$) avec le nombre moyen de collisions ($\langle N_{\text{coll}} \rangle$), mais aussi avec le paramètre d'impact b et le nombre de participants moyen ($\langle N_{\text{part}} \rangle$).

Tout d'abord, des simulations [MC](#) sont produites sur les bases du modèle de Glauber associées à un modèle simple de production de particules. Ce dernier est basé sur une distribution binomiale négative (NBD), choisie pour sa capacité à reproduire les mesures expérimentales de particules chargées N_{ch} dans les collisions pp et p- \bar{p} notamment. En effet, la mesure des particules chargées dans les données est au coeur de la procédure d'estimation de la centralité dans [ALICE](#). À partir du modèle de Glauber, nous pouvons exprimer la centralité d'une collision comme un pourcentage de la section efficace hadronique inélastique totale ($\sigma_{\text{ine}}^{\text{NN}}$) tel que :

$$\text{cent} = \frac{1}{\sigma_{\text{ine}}^{\text{NN}}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db' \quad (4.3)$$

où $\frac{d\sigma}{db'}$ est la section efficace différentielle en fonction du paramètre d'impact. Bien qu'il soit impossible expérimentalement d'avoir directement accès au paramètre b , celui-ci peut être estimé de façon indirecte au travers d'observables expérimentales qui croissent monotoniquement lorsque b diminue, tel que N_{ch} . Cette observable est elle-même directement proportionnelle à l'amplitude enregistrée par le [V0](#). Ainsi, la centralité dans [ALICE](#)

se définit comme un pourcentage de la section efficace hadronique correspondant à une valeur de multiplicité au dessus d'un certain seuil N_{ch}^{THR} tel que :

$$cent \approx \frac{1}{\sigma_{ine}^{NN}} \int_{N_{ch}^{THR}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dN'_{ch}} dN'_{ch} \quad (4.4)$$

La stratégie adoptée est donc la suivante : la fonction issue du modèle de Glauber est ajustée sur la distribution de l'amplitude du $V0$ dans les données Pb-Pb, permettant de faire la correspondance entre l'amplitude mesurée dans les données et dans les simulations et donc entre l'estimation des classes de centralité issues des données et des paramètres N_{coll} - N_{part} - T_{AA} associés dans les MC. Le résultat de cette procédure d'ajustement est présenté Figure 4.2 et les résultats des estimations des paramètres sont donnés en Annexe B.4. Les valeurs moyennées $\langle N_{part} \rangle$ - $\langle N_{coll} \rangle$ - $\langle T_{AA} \rangle$ et leurs incertitudes sont obtenues en faisant varier les différents paramètres de nos simulations.

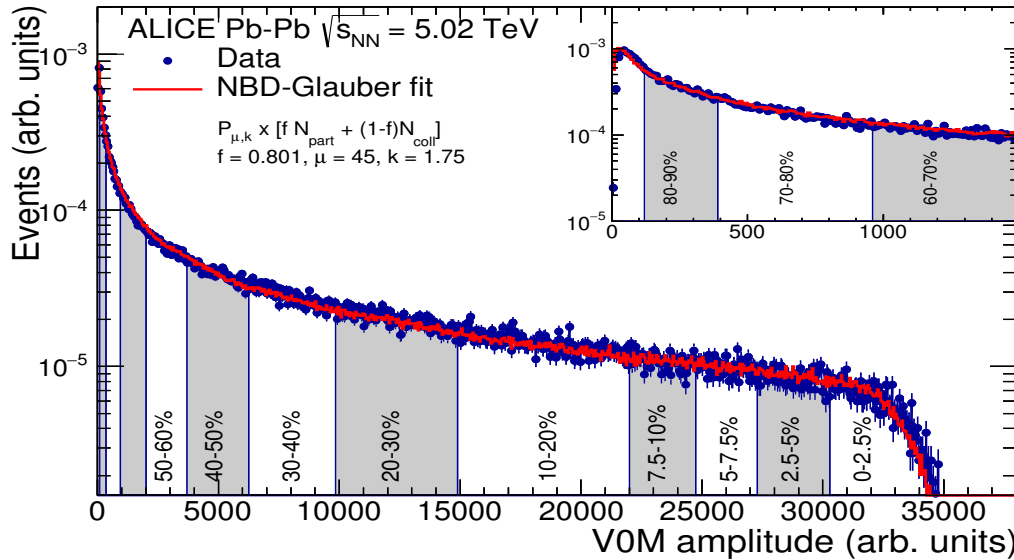


FIGURE 4.2 – Distribution de l'amplitude du $V0$ dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ajustée par une fonction NBD-Glauber.

Il est néanmoins possible, avec l'augmentation de la section efficace des processus QED aux énergies du LHC, de produire des particules chargées qui ne sont pas issues de collisions hadroniques, surtout pour les classes de centralité les plus périphériques. Pour éviter ces contaminations, les estimations de centralité se font par rapport à un **Point d'Ancre** (AP) défini comme l'amplitude seuil du $V0$ pour laquelle la pureté de l'échantillon de données et l'efficacité de la sélection des événements est de 100% et correspondant à 90% de la section efficace hadronique MB^1 . La précision sur ce paramètre a été estimée à 0.5%, et doit être propagée à toutes observables basées sur cette estimation de centralité. Pour notre étude, seul le nombre brut de J/ψ extrait des données est affecté. Ainsi, pour quantifier l'effet de l'incertitude sur l'AP, la quantité $N_{J/\psi}^i$ est remesurée pour toutes les classes (intervalles) en centralité en faisant varier de $\pm 0.5\%$ les limites de celles-ci. La différence de cette variation nous donne la systématique associée. Les résultats sont

¹Par la suite, la dénomination "intégré en centralité" renverra à une grandeur, estimée ou mesurée, intégrée entre 0 et 90% de la centralité.

reportés eux-aussi en Annexe B.4. Cette source d’incertitude est considérée comme corrélée en fonction du p_T et de la rapidité du J/ψ et décorrélée en fonction de la centralité.

4.2 Sélection des traces et des événements

La période de prise de données Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, appelée LHC15o, s’étend de Novembre à Décembre 2015 et suit directement l’enregistrement des collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. Le même travail de contrôle qualité (QA) est mené sur les mesures (cf. Sec.3.1) et les mêmes critères de sélection sur les runs que pour l’échantillon de données proton-proton sont appliqués. En résulte un total de 137 runs listés en Annexe E.2.

De même, les critères de sélection des événements et des traces sont les mêmes que ceux donnés dans la Sec.3.2 que nous pouvons résumer ainsi :

- Les événements doivent satisfaire la [classe de déclenchement](#) CMUL7.
- Les événements doivent satisfaire les coupures de la [Physics Selection](#).
- Détection des traces dans le MCH au delà du seuil de déclenchement MTR ($p_T > 1$ GeV/c).
- $-4 < \eta < -2.5$ pour chaque trace individuelle.
- $2^\circ < \theta_{\text{abs}} < 10^\circ$ pour chaque trace individuelle.
- $2.5 < y < 4$ pour les paires dimuons de signe opposé.

Notons que pour cette période LHC15o, la coupure seuil du déclencheur à muon n’est pas la même que pour la période pp. En terme de quantité, cette période Pb–Pb représente 1.2 Po de données et un peu plus de 126 millions d’événements CMUL7. La distribution du nombre d’événements CMUL7 et MB (CINT7) en fonction de la centralité est donnée par la Figure 4.3 et les valeurs numériques sont répertoriées dans le Tableau 4.1.

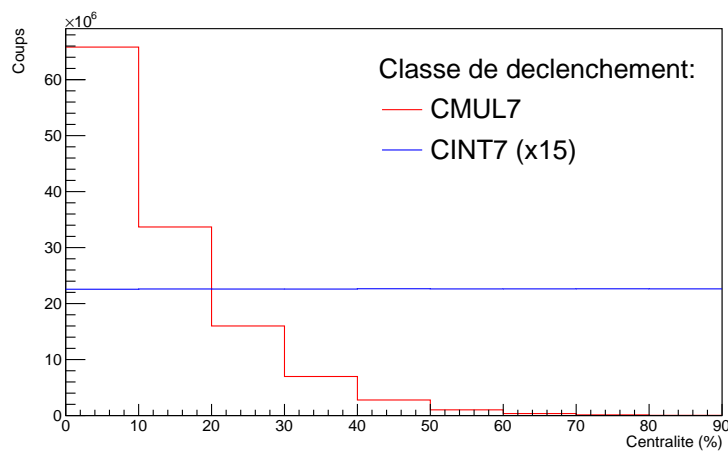


FIGURE 4.3 – Nombre d’événements CMUL7 et CINT7 en fonction de la centralité pour la période de prise de données LHC15o.

centralité (%)	CMUL7	CINT7
0-10	65816887	1504137
10-20	33683248	1507239
20-30	16000646	1506460
30-40	6973946	1506234
40-50	2778686	1509962
50-60	1017286	1507833
60-70	354920	1508338
70-80	119941	1509335
80-90	39735	1508474

TABLEAU 4.1 – Nombre d’évènements enregistrés par centralité et par classe de déclenchement pour la période de prise de données LHC15o.

4.3 Extraction du signal

La procédure d’extraction du signal pour les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV est très similaire à celle décrite dans la Sec.3.3 : les spectres de masse invariante des dimuons de signe opposé sont construits pour différents domaines cinétiques en fonction du $p_{\text{T}}-y$ des paires et de la centralité des collisions ; ces spectres sont ajustés par des fonctions où les paramétrisations du bruit de fond et du signal, ainsi que l’intervalle d’ajustement peuvent varier, formant une batterie complète de tests ; le nombre final de J/ψ extrait ainsi que l’incertitude statistique pour chaque spectre correspond à la moyenne de ces test tandis que l’incertitude globale est définie par le RMS de cette moyenne.

Les fonctions utilisées pour la caractérisation du signal sont les mêmes que pour l’analyse des collisions pp (CB2 et NA60). Les paramètres des queues de distributions ont été extraits de trois sources :

- à partir de simulations enrichies (cf. Sec.2.3.4) utilisant soit le code de transport GEANT3, soit GEANT4.
- à partir des données collectées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV [6] pour la CB2.

Là encore, des poids sont appliqués pour équilibrer des jeux de paramètres issus des données et des MC dans le calcul de la moyenne (cf. Sec.3.3). Les intervalles d’ajustement des fonctions autour du pic du J/ψ sont très similaires ($M_{\mu^+\mu^-} \in [2.2, 4.5] \text{ GeV}/c^2$ et $M_{\mu^+\mu^-} \in [2.4, 4.7] \text{ GeV}/c^2$).

La grande différence avec la Sec.3.3 est dans la caractérisation du bruit de fond. Ici, deux méthodes différentes sont employées. La première est similaire à l’analyse pp et utilise des fonctions phénoménologiques pour quantifier sa contribution. De part la plus grande statistique et une coupure seuil du MTR plus haute que pour les collisions pp, l’emploi de fonctions possédant un plus grand nombre de paramètres libres est nécessaire. Ainsi, la gaussienne à largeur variable (VWG) est remplacée par une VWG étendue (VWG2) possédant un terme quadratique en plus (cf. Annexe E), et le rapport de polynômes d’ordre 1 et 2 (POL1/POL2) est remplacé par un rapport de polynômes d’ordre 2 et 3 (POL2/POL3).

La seconde méthode, dite de mixage d'événements, est décrite ci-dessous et vient s'ajouter à la caractérisation par fonctions phénoménologiques.

4.3.1 Description de la méthode de mixage d'événement

La méthode de mixage d'événements a pour objectif de reproduire le bruit de fond combinatoire issu de l'association de paires de muons non corrélées dans les spectres de masse invariante. Pour y arriver, la stratégie consiste à remplir des spectres de dimuons de signe opposé dont les muons sont issus d'événements différents, donc par définition décorrelés. Ces spectres de paires décorrelées sont alors normalisés aux spectres bruts des données puis soustraits à ces derniers. Les distributions ainsi obtenues sont finalement soumises à une procédure d'ajustement de fonctions standard afin d'estimer les contributions résiduelles.

Pour que cette méthode fonctionne, deux conditions doivent être remplies :

- Les muons dans les événements mixés choisis doivent être au maximum décorrelés les uns des autres.
- La composition et les distributions cinétiques des muons du bruit de fond doivent être similaires dans les événements mixés, de même que la réponse du détecteur.

Pour satisfaire la première condition, le mixage est réalisé à partir des collisions satisfaisant la [classe de déclenchement](#) CMSL7, c'est-à-dire qui possèdent au moins un muon passant la coupure seuil bas- p_T du MTR ($p_T > 1$ GeV/c). La seconde condition est satisfaite en mixant les événements appartenant à des tranches similaires en centralité (9 tranches de 10% entre 0-90%) et appartenant au même run. Dans la pratique, des réservoirs, ou *pools*, sont remplis dynamiquement par les 20 précédents événements précédant l'événement courant analysé (n) pour chaque tranche centralité (Figure 4.4). Tous les muons de l'événement n sont alors appariés avec ceux de tous les événements contenus dans la pool.

Au vue de la grande quantité de données collectées, une méthode alternative à la méthode de mixage telle que formulée ci-dessus fut développée et testée en parallèle. Dans celle-ci, les pools d'événements ont été remplacées par des pools de traces de muons rendant l'implémentation de la procédure de mixage plus simple et le volume de données utilisé moins important. Il faut cependant s'assurer que la taille des pools soit suffisamment profonde. Une étude de l'effet de la profondeur des pools a montré qu'au delà de 20 traces stockées, les résultats étaient à la fois stable et en total compatibilité avec la méthode précédente de mixage d'événement. Bien que ce soit finalement cette dernière qui fut retenue pour l'expression des résultats finaux, nous illustrerons cette section avec les résultats obtenus par la seconde méthode.

4.3.2 Normalisation des distributions de masse invariante mixées

Les distributions de masse invariante obtenues par mixage (N_{Mix}^{+-}) doivent être normalisées avant soustraction aux distributions issues des données au moyen d'un facteur de normalisation F définie pour un intervalle en centralité i . Celui-ci se base sur la distribution de masse invariante des dimuons de même signe où l'on suppose que la contribution du bruit de fond domine. La formulation retenue est la suivante :

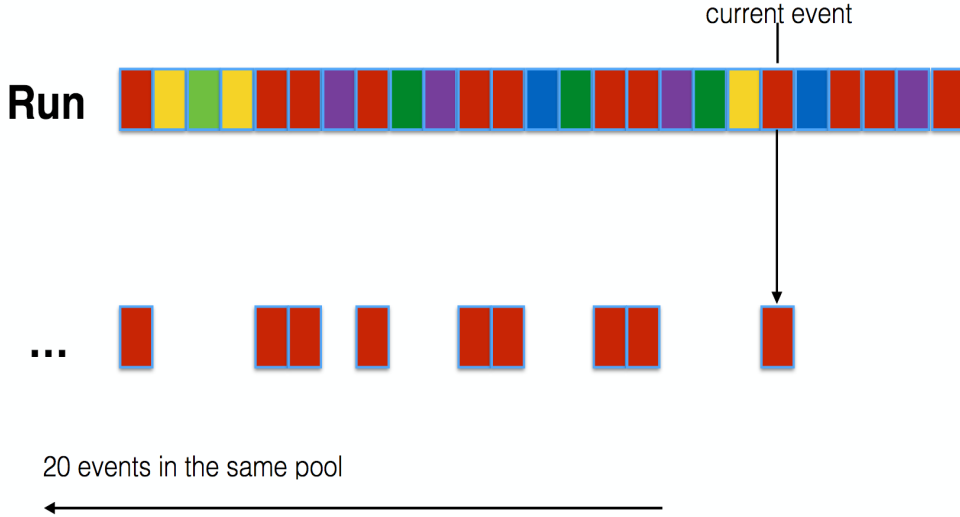


FIGURE 4.4 – Schéma de la procédure de mixage d'événements.

$$F^i = \frac{\int_{M_{min}}^{M_{max}} 2R^i \sqrt{N_{Raw}^{++}, i} N_{Raw}^{--}, i} dM}{\int_{M_{min}}^{M_{max}} N_{Mix}^{+-}, i} dM} \quad (4.5)$$

où le facteur R s'écrit :

$$R^i = \frac{N_{Mix}^{+-}, i}{2\sqrt{N_{Mix}^{++}, i} N_{Mix}^{--}, i}} \quad (4.6)$$

avec :

- N_{Raw}^{++}, i (N_{Mix}^{++}, i) : La distribution de masse invariante des dimuons de signes positifs issue des données (du mixage d'évènements)
- N_{Raw}^{--}, i (N_{Mix}^{--}, i) : La distribution de masse invariante des dimuons de signes négatifs issue des données (du mixage d'évènements)
- M_{min} et M_{max} : Les bornes d'intégrations avec $M_{min} = 2 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{max} = 5 \text{ GeV}/c^2$

Notons que le facteur R permet de corriger la différence d'acceptance entre les muons de charge positive et négative. Un exemple du facteur R pour l'intervalle en centralité 0-10% est donné Figure 4.5. Nous pouvons voir que celui-ci varie pour des basses masses et est égal à 1 dans la région du J/ψ . Ceci reste vrai pour toutes les autres centralités.

Pour vérifier la stabilité et contrôler la procédure de mixage, les distributions en masse invariante N_{Raw}^{++}, i (N_{Raw}^{--}, i) et N_{Mix}^{++}, i (N_{Mix}^{--}, i) dans la région du J/ψ sont comparées, là où peu de corrélation est attendue entre les muons. La Figure 4.6 montre le très bon accord entre les résultats obtenus pour la centralité 0-10%. Le même type de comparaison est effectuée pour les distributions en p_T et en rapidité des paires dimuons de même signe (Figure 4.7). Là encore, un bon accord entre les distributions des données et issues du mixage est observé pour tous les intervalles de centralité. Notons enfin que l'influence des bornes de normalisations M_{min} et M_{max} sur le bon accord des résultats est négligeable lorsque l'on

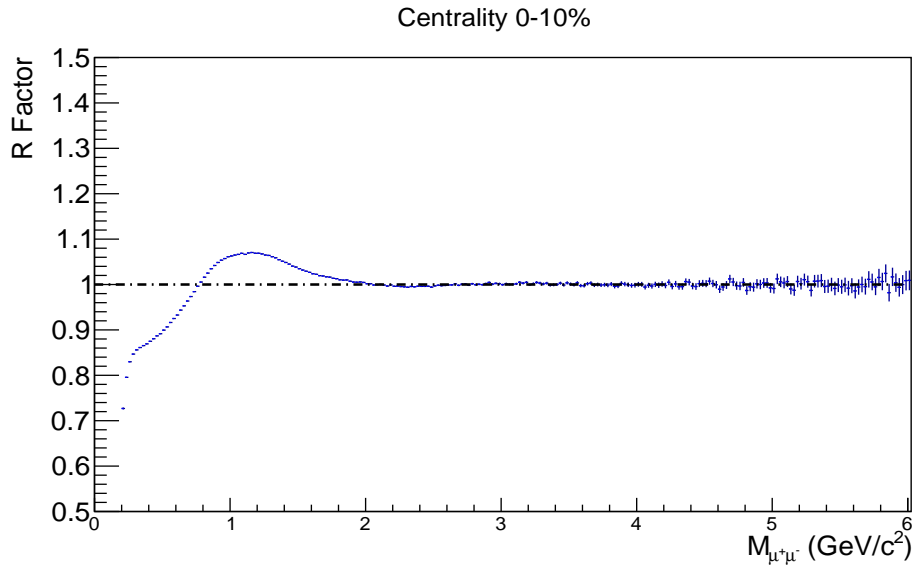


FIGURE 4.5 – Facteur R en fonction de la masse invariante pour l'intervalle en centralité 0-10%.

fait varier celles-ci autour de $M_{min} \in [2.0, 2.5] \text{ GeV}/c^2$ et $M_{max} \in [4.5, 5.5] \text{ GeV}/c^2$.

Après soustraction du bruit de fond combinatoire obtenu par mixage aux distributions en masse invariante des données brutes, ces dernières sont ajustées par la somme d'une fonction double exponentielle représentant la contribution résiduelle du bruit de fond et d'une CB2 ou NA60 pour la contribution du signal.

4.3.3 Résumé des tests d'extraction du signal

Le nombre de J/ψ extrait pour chaque intervalles cinématiques est défini comme le nombre moyen de tous les tests d'ajustements construits comme la convolution de :

- Deux fonctions pour la composante du signal (CB2 et NA60).
- Deux fonctions pour la description du bruit de fond (VWG2 et POL2/POL3) pour la méthode sans mixage d'événements.
- Une fonction pour la description du bruit de fond (double exponentielle) pour la méthode avec mixage d'événements.
- Deux intervalles en masse invariante autour de la région du pic du J/ψ ($M_{\mu^+\mu^-} \in [2.2, 4.5] \text{ GeV}/c^2$ et $M_{\mu^+\mu^-} \in [2.4, 4.7] \text{ GeV}/c^2$)

avec en plus, pour la partie signal, trois paramétrisations des queues de distributions issues :

- des simulations enrichies utilisant le code de transport GEANT3 (CB2 et NA60).
- des simulations pures utilisant le code de transport GEANT4 (CB2 et NA60).
- de l'analyse du J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV (CB2 seulement).

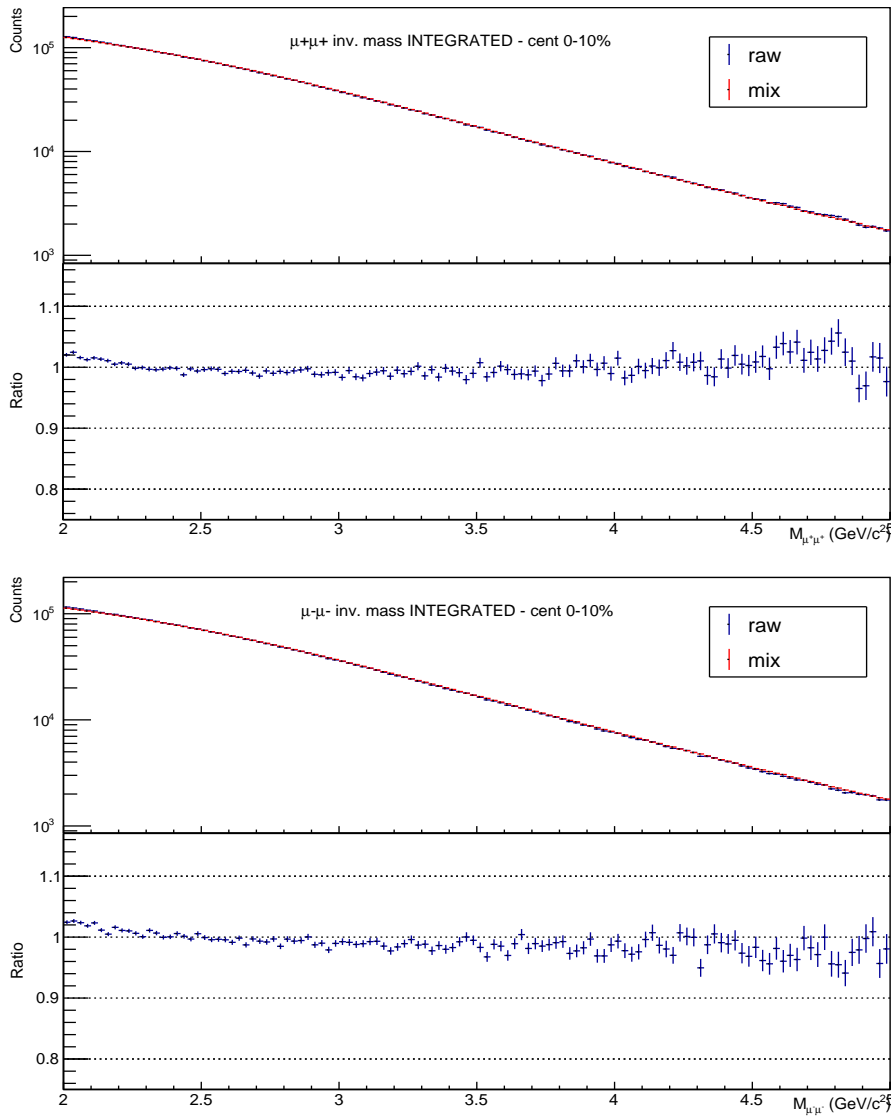


FIGURE 4.6 – Comparaison des distributions en masse invariante issues des données Pb-Pb et de la procédure de mixage pour les paires de dimuons positives (Haut) et négatives (bas) pour l'intervalle en centralité 0-10%.

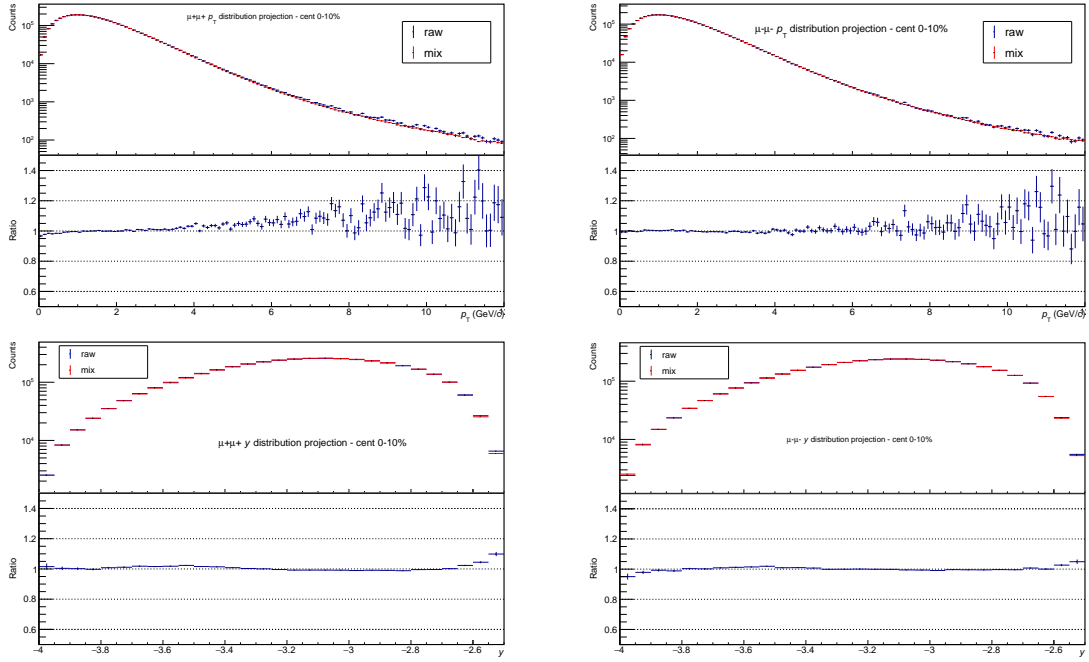


FIGURE 4.7 – Comparaison des distributions en p_T (y) intégrées en rapidité (p_T) issues des données Pb–Pb et de la procédure de mixage pour les paires de dimuons positives (colonne de gauche) et négatives (colonne de droite) pour l’intervalle en centralité 0-10%.

Ici, un poids de 4 est appliqué aux tests utilisant les queues de distributions issues des données pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV dans le calcul de la moyenne et des incertitudes, soit un total de 30 tests pour chaque distributions de masse invariante.

4.3.4 Résultats

La Figure 4.8, issue de la publication ayant fait suite à la présente étude [7], montre les résultats de l’extraction du signal avec et sans soustraction du bruit de fond combinatoire pour deux intervalles en centralité. Le nombre total de J/ψ intégré en p_T - y -centralité est $N_{J/\psi} = 277007 \pm 2434$ (stat.) ± 4806 (syst.) correspondant à une augmentation d’un facteur ~ 6 du nombre de J/ψ mesuré par rapport à la précédente étude menée dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [8]. Ainsi, l’extraction du signal a été faite :

A) en fonction de la centralité

1. pour $p_T < 12$ GeV/ c et $2.5 < y < 4$ dans des bins fins (<10%) en centralité.
2. pour 4 intervalles en p_T (intégré en y).
3. pour 3 intervalles en y ($p_T < 12$ GeV/ c).

B) en fonction de p_T .

1. pour l’intervalle en centralité 0-90% et $2.5 < y < 4$ jusqu’à 12 GeV/ c .
2. pour 3 intervalles en centralité (intégré en y).
3. pour 3 intervalles en centralité dans 2 intervalles en y .

C) en fonction de y

1. pour l’intervalle en centralité 0-90% et $p_T < 12$ GeV/ c .

2. pour 3 intervalles en centralité ($p_T < 12$ GeV/c).

Par rapports aux précédentes mesures d'ALICE à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [8, 9], et grâce à la grande quantité de données enregistrée, un plus grand domaine d'étude en p_T est accessible (jusqu'à 12 GeV/c contre 8 GeV/c dans les précédentes mesures), ainsi qu'un plus grand nombre d'études différentielles (A.3-B.3-C.2). Tous les résultats sont disponibles en Annexe B. Notons au passage que pour les études différentielles p_T - y , celles-ci sont restreintes en partie par la statistique disponible dans les collisions pp.

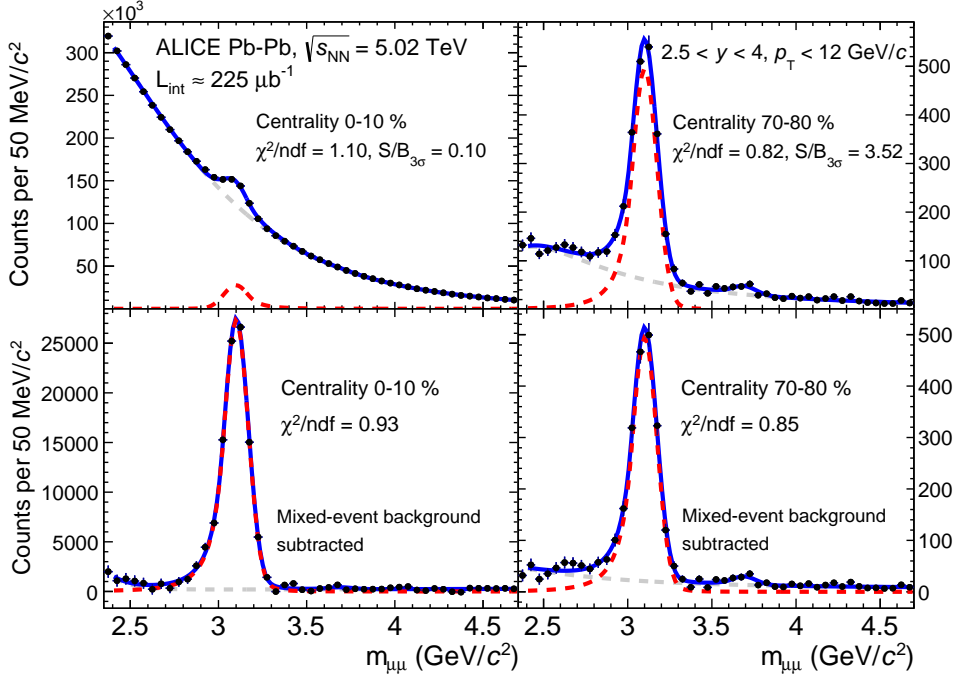


FIGURE 4.8 – Ajustement des distributions de masse invariante des dimuons sans (encarts haut) et avec (encarts bas) la procédure de soustraction du bruit de fond par mixage d'événements dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, intégrés en p_T et y , dans les collisions centrales (colonne de gauche) et périphériques (colonne de droite). Les courbes rouges pointillées représentent la partie signal J/ψ (CB2), les courbes grises la partie bruit de fond, les courbes bleues sont la somme des contributions du signal J/ψ , $\psi(2S)$ et du bruit de fond.

4.4 Correction d'Acceptance-Efficacité

La méthode d'évaluation des termes d'Ae pour la partie Pb–Pb est très similaire à celle de l'analyse pp (cf. Sec.3.4). Elle est basée sur des simulations et l'Ae se définit toujours comme le nombre de J/ψ reconstruits sur le nombre générés pour chaque intervalle en p_T - y des J/ψ et par centralité extrait de simulations. Cependant, pour tenir compte des effets d'occupation dans le détecteur dans les collisions les plus centrales, les simulations pures sont remplacées par des simulations enrichies (cf. Sec.2.3.4) dans lesquelles un J/ψ est simulé (run par run) à l'intérieur d'événements MB réels issus des données. Les fonctions de génération des J/ψ en fonction de p_T (intégrées en rapidité) et y (intégrées en p_T) sont données en Annexe E et ont été obtenues par méthode itérative (cf. Sec.3.4.2) sur les données extraites dans l'intervalle en centralité 0-90%.

Trois pondérations sont appliquées dans le traitement de ces simulations pour obtenir les corrections d'Ae finales

- Un poids proportionnel au nombre d'événements CMUL7 appliqué run par run pour tenir compte de l'évolution du détecteur tel que :

$$A\epsilon = \frac{\sum_{i=\text{run}} A\epsilon^i \cdot N_{\text{CMUL7}}^i}{\sum_{i=\text{run}} N_{\text{CMUL7}}^i} \quad (4.7)$$

- Un poids proportionnel au nombre de J/ψ extrait des données pour chaque intervalle en centralité ($N_{J/\psi}^i$) pour tenir compte de l'évolution du taux de production de J/ψ par événement MB pour les résultats intégrés en centralité tel que :

$$A\epsilon = \frac{\sum_{i=\text{cent}} N_{J/\psi}^i}{\sum_{i=\text{cent}} \frac{N_{J/\psi}^i}{A\epsilon^i}} \quad (4.8)$$

- Une pondération obtenue à partir des distributions en p_T et y des J/ψ reconstruits des données pour chaque intervalle en centralité et appliquée aux résultats bruts. Ces distributions sont ajustées par des fonctions dont les formes analytiques sont les mêmes que celles données en Annexe E. Les poids sont définis comme le rapport des distributions issues des données sur celles utilisées pour la génération des J/ψ dans les simulations.

Deux approches ont été testées pour appliquer la dernière pondération :

- Dans la première, des cartes 2D p_T - y d'Ae des J/ψ générés et reconstruits sont d'abord remplies séparément et pour l'intervalle en centralité 0-90%. En supposant négligeable la modification, due à la résolution du détecteur, des distributions reconstruites par rapport aux distributions générées, l'Ae peut s'écrire pour chaque bin intégré entre $[p_T^{\min}, p_T^{\max}]$ et $[y^{\min}, y^{\max}]$ pour une centralité i tel que :

$$A\epsilon_i^{[p_T^{\min}, p_T^{\max}], [y^{\min}, y^{\max}]} = \frac{\sum_{p_T=p_T^{\min}}^{p_T=p_T^{\max}} \sum_{y=y^{\min}}^{y=y^{\max}} \text{Rec}(p_T, y)_i \times \frac{f_i(p_T) \times f_i(y)}{f_{0-90}(p_T) \times f_{0-90}(y)}}{\sum_{p_T=p_T^{\min}}^{p_T=p_T^{\max}} \sum_{y=y^{\min}}^{y=y^{\max}} \text{Gen}(p_T, y)_i \times \frac{f_i(p_T) \times f_i(y)}{f_{0-90}(p_T) \times f_{0-90}(y)}} \quad (4.9)$$

avec $f_{0-90}(p_T)$ et $f_{0-90}(y)$ les fonctions de génération initiales.

- Dans la seconde, chaque J/ψ généré et reconstruit est pondéré avec le même poids déterminé, dans l'intervalle en centralité concerné, à partir du p_T et y générés. Cette méthode est équivalente à refaire une simulation avec les nouvelles formes fonctionnelles en p_T et y adaptées à chaque intervalle en centralité. Elle a le désavantage de devoir analyser plusieurs fois les simulations pour appliquer un poids événement par événement, mais prend correctement en compte les effets dus à la résolution du détecteur.

Les tests montrent que les deux méthodes sont compatibles à moins de 1% pour tous les bins en p_T - y -centralité. Un exemple de l'effet de ces pondérations est donné par la Figure 4.9 avec la première méthode. Nous pouvons aussi observer la perte d'efficacité dans

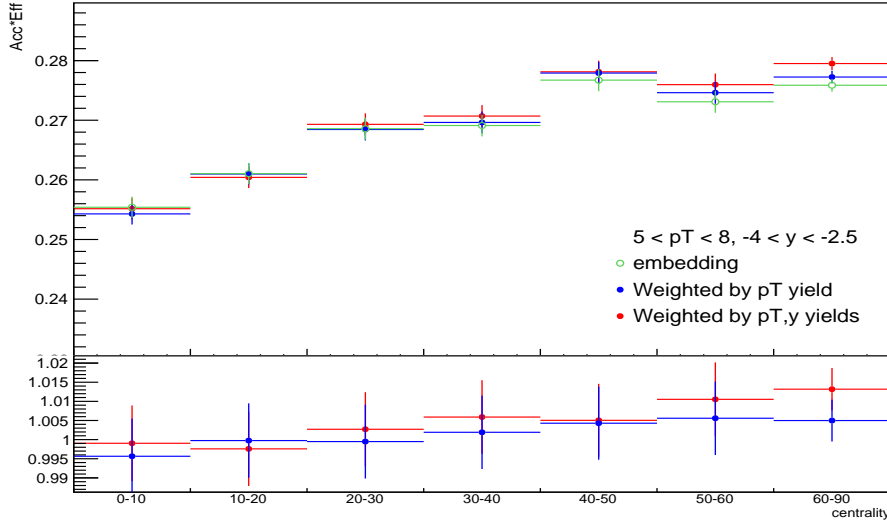


FIGURE 4.9 – $A\epsilon$ en fonction de la centralité pour $5 < p_T < 8$ GeV/c et intégré en y , avant et après pondération par les distributions en p_T et y des J/ψ reconstruits dans les données (haut) et le rapport avec les valeurs non pondérées (bas).

les collisions les plus centrales. Celle-ci est principalement due à la perte d'efficacité du MTR avec l'occupation dans le détecteur. Les résultats finaux sont données en Annexe B.2.

Les sources d'incertitude ainsi que les méthodes d'évaluations associées au terme d' $A\epsilon$ dans les collisions Pb-Pb sont en grande majorité identiques à celles présentées dans le chapitre précédent (cf. Sec.3.4). Pour ces raisons, nous n'insisterons que sur les différences entre les deux analyses.

4.4.1 Incertitudes sur les fonctions de génération

Par rapport à l'étude des collisions pp (cf. Sec.3.4.2), des sources d'incertitude supplémentaires liées aux corrélations entre les variables cinétiques du J/ψ (p_T et y) et la centralité doivent être prises en compte. Ainsi, les sources d'incertitude liées aux fonctions de génération sont :

- Les corrélations p_T -centralité et y -centralité : ces sources sont considérées comme négligeables au vue de la procédure de pondération décrite dans la Sec.4.4.
- L'incertitude statistique des données lors de l'ajustement des fonctions de génération : elle est évaluée de la même manière que dans la Sec.3.4.2 et inférieure à 0.5%, donc considérée comme négligeable.
- Les corrélations p_T - y considérées comme corrélées en fonction de la centralité.

Pour l'estimation de ces corrélations p_T - y , la même procédure que celle décrite Sec.3.4.2 fut utilisée. Les résultats sont présentés Figure 4.10. Nous pouvons observer une divergence pour les valeurs les plus extrêmes en p_T due au manque de statistique (encart haut droit). On attribue donc une incertitude de 2% constante en fonction de p_T (intégré en y) pour prendre en compte cet effet. Les résultats en fonction de la rapidité sont donnés Table 4.2.

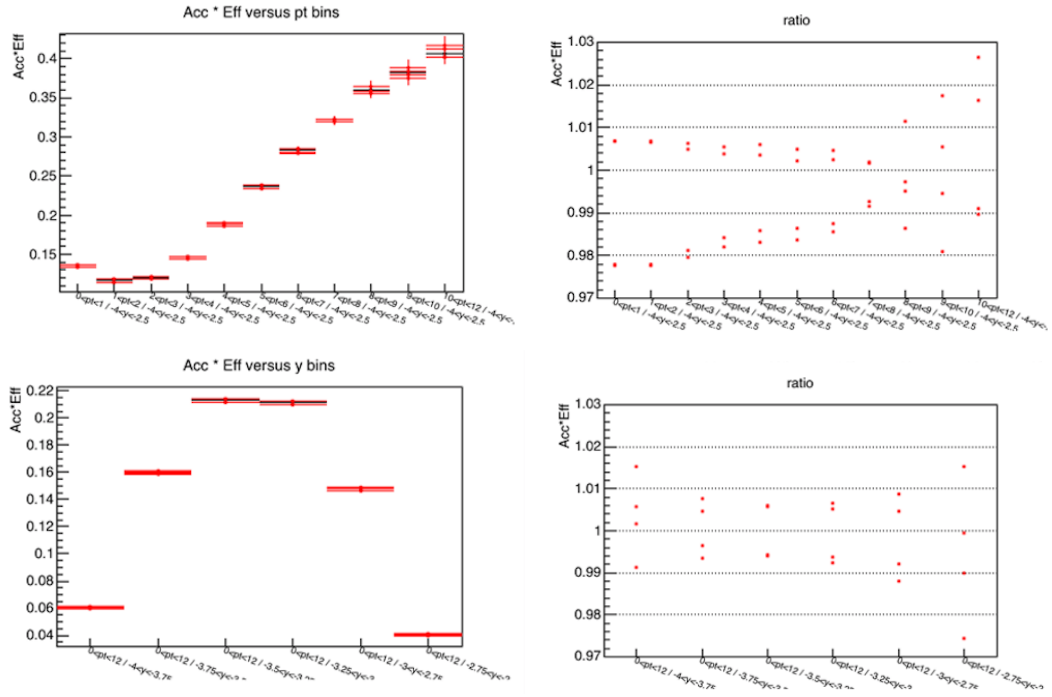


FIGURE 4.10 – Variation de la distribution d'Acc en fonction de p_T (y) intégrée en rapidité (p_T) après pondération des fonctions de génération (colonne de gauche) et comparaison à la valeur centrale pour les cas les plus extrêmes (colonne de droite).

Les résultats obtenus en fonction de p_T dans deux intervalles en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.25 < y < 4$) sont présentés Figure 4.11. Le même effet d'anti-corrélation que dans l'analyse pp est observé. Ainsi, l'incertitude systématique est prise comme égale à 3% pour tous les bins en p_T dans deux intervalles en y .

y	Syst.
$p_T < 12$ GeV/c	
[3.75;4]	2.5%
[3.5;3.75]	1.0%
[3.25;3.5]	0.5%
[3.0;3.25]	0.5%
[2.75;3.0]	1.0%
[2.5;2.75]	2.5%

TABEAU 4.2 – Incertitude systématique liée aux fonctions de génération MC dans $0 < p_T < 12$ GeV/c pour différentes valeurs de la rapidité.

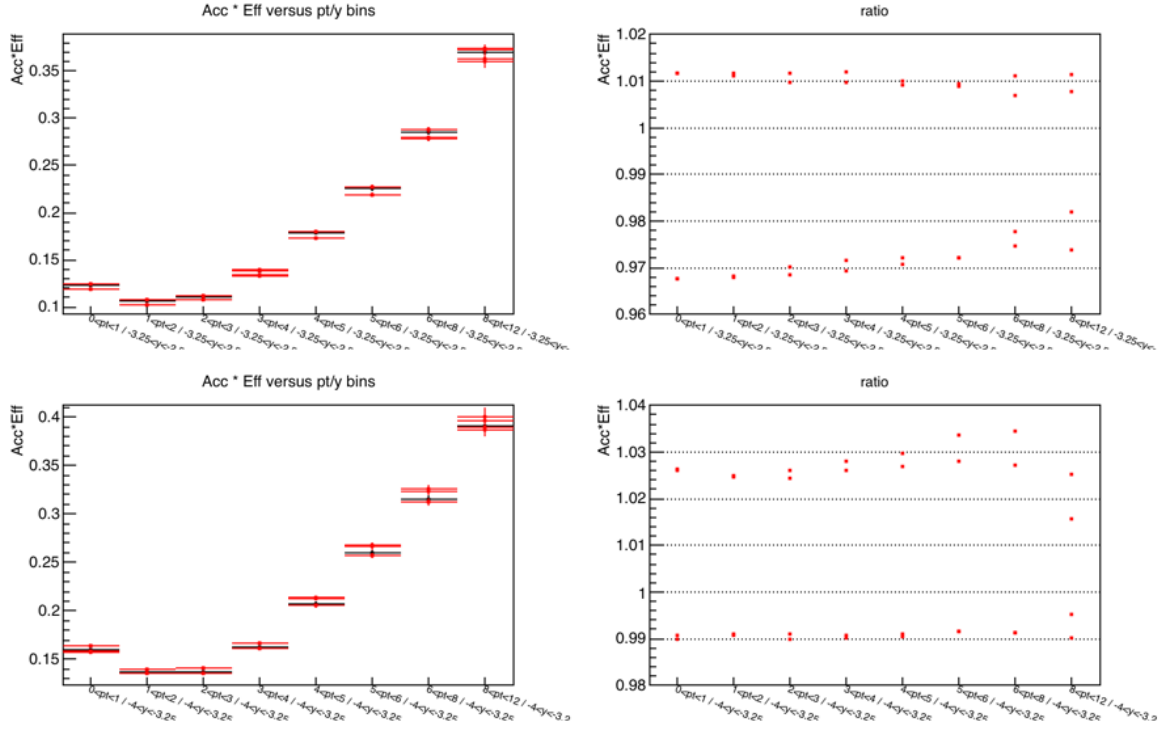


FIGURE 4.11 – Variation de la distribution d’ $A\epsilon$ en fonction de p_T après pondération des fonctions de génération pour $2.5 < y < 3.25$ (encart haut gauche) et $3.25 < y < 4$ (encart bas gauche) et comparaison à la valeur centrale (colonne de droite).

4.4.2 Efficacité du trajectographe

L’étude de l’efficacité du trajectographe dans les collisions Pb–Pb reprend elle aussi la méthodologie développée dans le cas des collisions pp. La même étude des cartes d’impacts est réalisée pour les données Pb–Pb et permet de s’assurer de la bonne reproduction de l’état du détecteur. La Figure 4.12 est un exemple d’une de ces cartes, avant corrections des différences, pour la chambre 9 pour un run.

Une fois les cartes d’impacts correctement corrigées, les étapes sont identiques à celles de l’étude pp :

- Estimation des fonctions de génération des muons par méthode itérative à partir des traces sélectionnées pour mesurer l’efficacité dans les données.
- Production de simulations pures de muons.
- Évaluation et comparaison de l’efficacité des chambres à muons dans les données et dans les MC pour obtenir l’incertitude systématique au niveau des muons.
- Propagation de l’incertitude au niveau des J/ψ en supposant qu’elle est le double de celle des muons (100% décorrélées).

Les mêmes coupures utilisées dans l’extraction du signal sont appliquées aux traces muons issues des données et des simulations en ajoutant en plus la coupure sur le pDCA (cf Sec.3.2). L’étude est réalisée pour les événements appartenant à l’intervalle en centralité 50-90% où il n’y a pas (ou peu) de perte d’efficacité par effet d’occupation (cf.

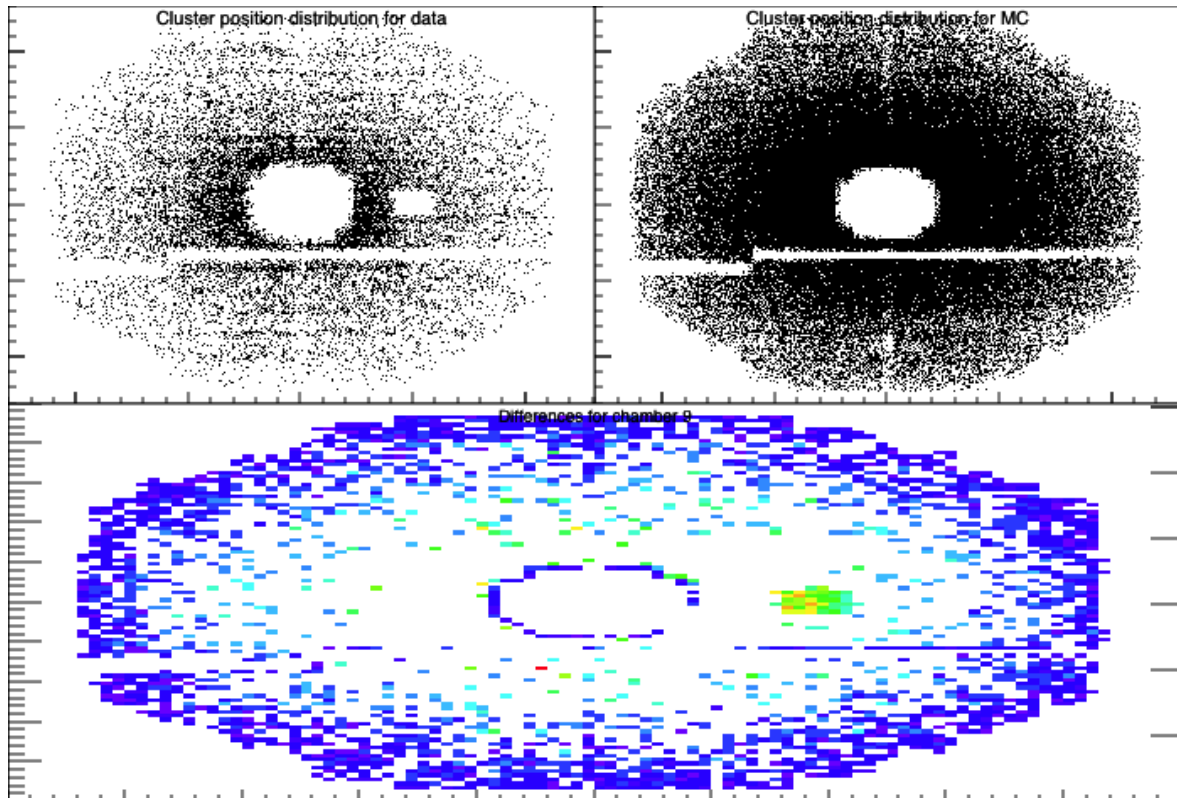


FIGURE 4.12 – Comparaison des cartes d’impacts de la chambre 9 entre données et simulations.

Sec.4.4). Pour s’assurer de la stabilité de la méthode, 3 types de simulations ont été réalisées utilisant respectivement les distributions de générations des muons estimées à partir des **classes de déclenchement** CMUL7, CMSL7 et CMSH7. Une coupure minimum en p_T , correspondant aux seuils de déclenchement des différentes **classes de déclenchement** (1 GeV/c pour CMUL7 et CMSL7, 4 GeV/c pour CMSH7) est aussi appliquée aux muons reconstruits pour améliorer la comparaison données/MC. L’efficacité du MCH en fonction du p_T - y - ϕ des muons et en fonction du numéro du run pour chaque simulation est comparée aux mêmes efficacités issues des données pour l’évaluation finale de l’incertitude systématique.

Les résultats de la méthode itérative pour l’estimation des fonctions de génération des muons pour la **classe de déclenchement** CMSL7 sont présentés Figure 4.13. La méthode converge après 3-4 itérations et un très bon accord est observé pour les distributions en p_T et y alors qu’une oscillation est observée pour la distribution en ϕ . Celle-ci est probablement due à la composition ou l’origine des traces dans les données, et disparaît avec une coupure $p_T > 2$ GeV/c.

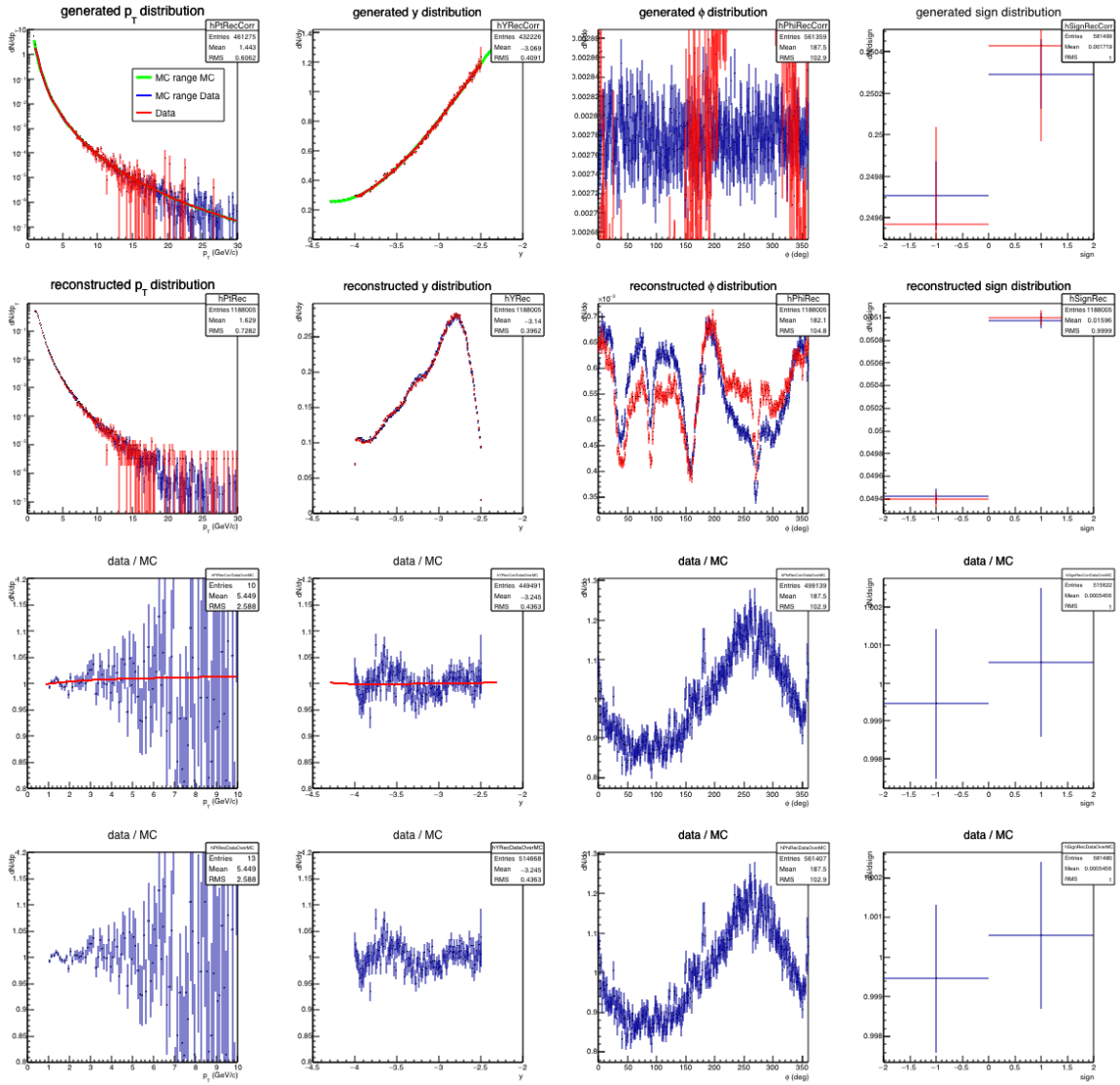


FIGURE 4.13 – Comparaison des MC réalistes des muons simples et des données. Les comparaisons des distributions générées et reconstruites sont présentées sur les deux premières lignes, et les rapports correspondant sur les 2 dernières lignes.

L'efficacité du MCH pour les muons simples pour la classe de déclenchement CMSL7 est présentée Figure 4.14 en fonction du numéro du run, p_T , y et ϕ . Les différences entre données et simulations augmentent faiblement avec le numéro de run, corrélées à la diminution de l'efficacité et la stabilité du détecteur. Si l'on intègre sur toute la période LHC150, cette différence varie entre 0 et $\sim 3\%$ en fonction des variables cinématiques. Pour s'assurer de la bonne stabilité de notre méthode, ces mesures d'efficacité relative sont répétées en séparant les μ^+ / μ^- , en variant la coupure seuil en p_T des muons utilisés ou en faisant varier l'intervalle en centralité (Figure 4.15). Des comparaisons similaires sont réalisées à partir des événements CMUL7 et CMSH7 et des simulations associées. En moyenne, l'incertitude observée est de 1.5% en fonction de p_T et y , avec des variations dépendantes de la cinématique incluse entre $2-3\sigma$ par rapport à la valeur centrale. Au final, cela correspond à 3% d'incertitude systématique pour le J/ψ considérée comme corrélée en fonction de la centralité et décorrélée en fonction de p_T et y .

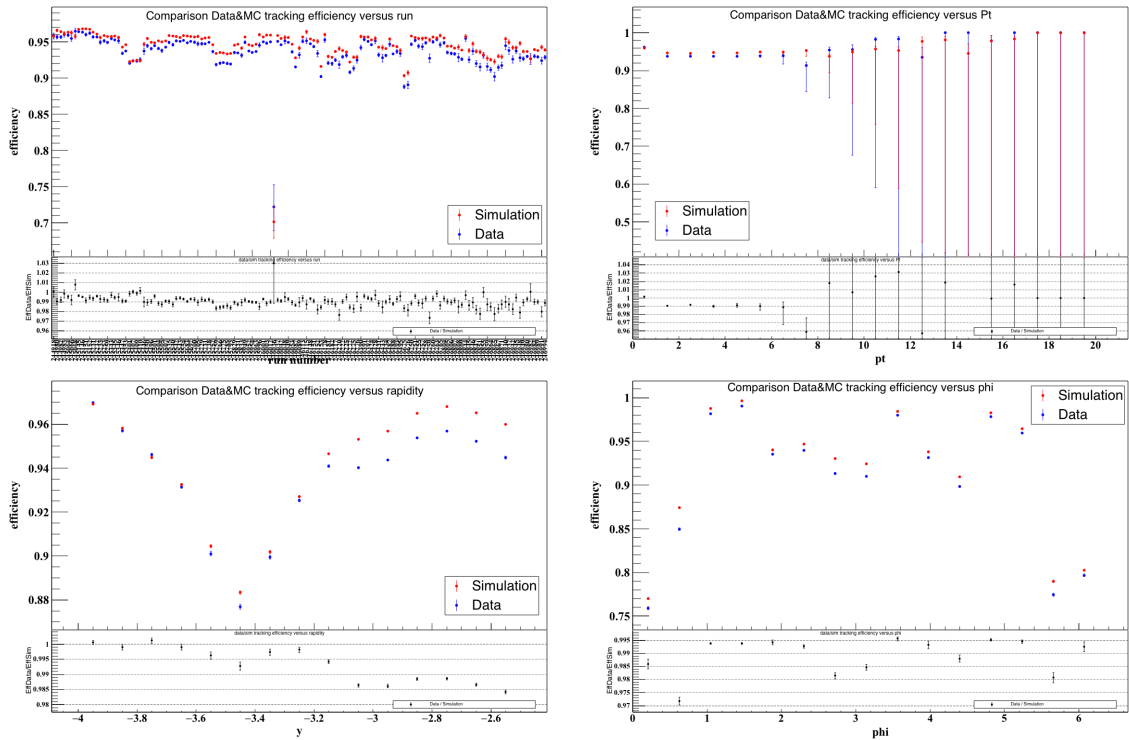


FIGURE 4.14 – Efficacité du trajectographe mesurée dans les événements CMSL7 et dans les simulations réalistes associées en fonction du numéro de run, p_T , y et ϕ .

Enfin, une dernière source d'incertitude provient de la perte d'efficacité du trajectographe avec la centralité, ou plutôt avec l'augmentation de l'occupation dans le détecteur. Pour évaluer cette source, nous comparons la perte d'efficacité des muons simples mesurée dans les données avec différentes sélections d'événements à celle mesurée dans les simulations enrichies J/ψ utilisées dans la Sec.4.9. Les résultats donnent une incertitude systématique pour le J/ψ variant de 0 à $\sim 1\%$ entre les collisions les plus périphériques et les plus centrales, considérée comme corrélée en fonction de p_T et y .

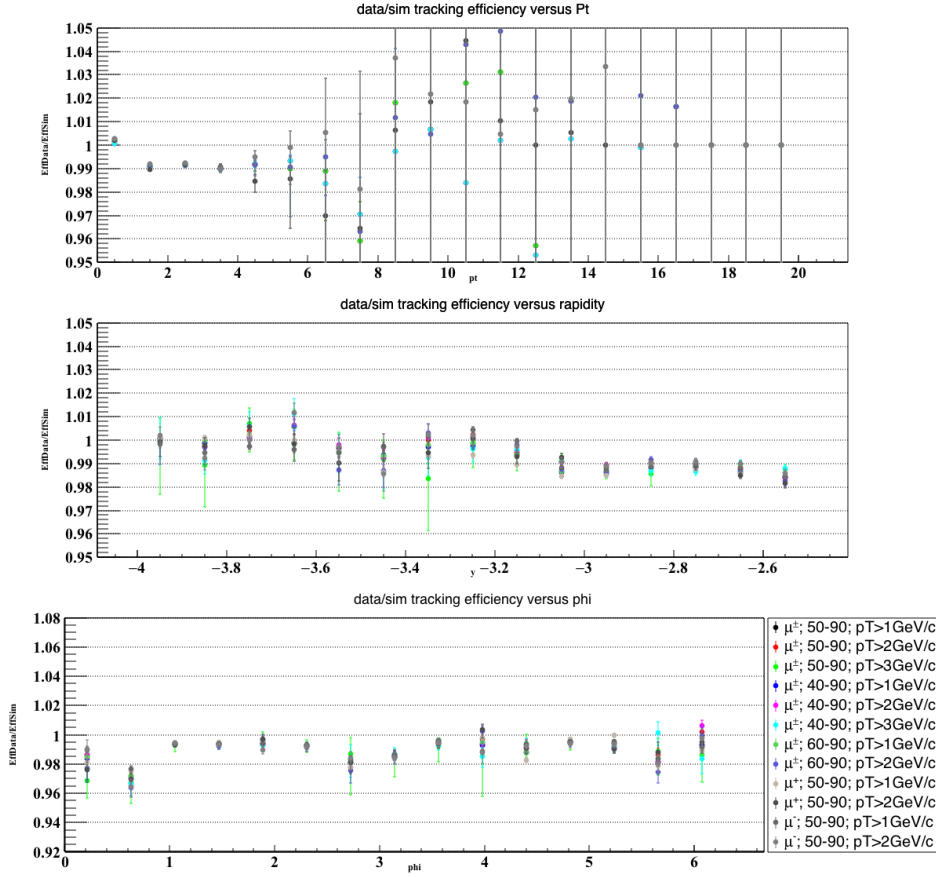


FIGURE 4.15 – Variation du rapport d’efficacité du trajectographe données/ MC pour différents intervalles en centralité et coupures en p_T pour les événements CMSL7.

4.4.3 Efficacité du déclencheur

Les sources d’incertitude de l’efficacité du MTR dans les collisions Pb–Pb sont les mêmes que dans les collisions pp (cf. Sec 3.4.4) : (i) incertitude sur efficacité intrinsèque des chambres de déclenchement, évaluée comme étant égale à celle des collisions pp (1.5%, cf. Sec.3.4.4) considérée comme corrélée en fonction de la centralité et décorrélée en fonction de p_T et y (ii) incertitude sur l’efficacité de la coupure seuil. Pour cette dernière, nous rappelons ici la procédure décrite dans la section dédiée du Chapitre 3 :

- évaluer les rapports entre la distribution en fonction de p_T des muons passant la coupure seuil L_{p_T} (1 GeV/c) sur ceux passant la coupure A_{p_T} (0.5 GeV/c) dans les données $\left(\frac{L_{p_T}}{A_{p_T}}\right)^{data}(p_T)$ et dans les MC $\left(\frac{L_{p_T}}{A_{p_T}}\right)^{MC}(p_T)$
- utiliser chacun des deux rapports comme poids pour les muons déclenchant A_{p_T} dans les MC en fonction de leur p_T .
- extraire le nombre de J/ψ reconstruits pour chacune des pondérations et faire le rapport. La différence obtenue entre ce rapport et l’unité est l’incertitude systématique.

Nous rappelons que les simulations utilisées ici sont les simulations enrichies de la Sec.4.4.

Plusieurs choix s’offrent à nous pour l’évaluation des rapports L_{p_T}/A_{p_T} dans les données et les simulations et donc dans le choix de la pondération des muons simples. Une première méthode, utilisée dans [7, 10], consiste comme pour la Sec.3.4.4 à évaluer ces rapports dans plusieurs intervalles en pseudo-rapidité des muons.

Une seconde méthode fut développée et adoptée dans le cadre de cette thèse afin d’améliorer l’estimation de l’incertitude. Plutôt que d’utiliser des intervalles en pseudo-rapidité, les rapports L_{p_T}/A_{p_T} sont évalués en utilisant des groupes de cartes de déclenchement du MTR se basant sur la géométrie du détecteur et la similarité de l’efficacité de la coupure seuil en fonction de p_T (voir Annexe F1). L’avantage direct est l’obtention d’un maillage plus fin et donc une meilleure comparaison entre les données et les simulations. La Figure 4.16 montre la dépendance en p_T pour différentes centralités (haut) et différentes rapidités intégrée en centralité (bas) du rapport des J/ψ reconstruits pondérés par les rapports L_{p_T}/A_{p_T} issus des données et des MC. Sur la figure du haut, nous pouvons voir une légère modification de ce rapport pour les collisions les plus centrales de $\sim 1\%$ par rapport à la valeur intégrée, néanmoins compatible avec celle-ci dans les incertitudes. Cette petite variation avec la centralité est aussi présente pour tous les bins en y mais par souci de clarté nous avons fait le choix de ne pas la montrer sur la figure. Elle est propagée et ajoutée aux résultats finaux, couvrant également les petites différences de perte d’efficacité avec la centralité observées dans des études précédentes en variant la réponse du MTR dans les simulations enrichies. Notons qu’à haut p_T l’incertitude sur l’efficacité de la coupure seuil peut être considérée comme nulle. De plus, à part dans les collisions les plus centrales où 1% est ajouté pour tenir compte des différences additionnelles observées, cette source d’incertitude est considérée par la suite comme indépendante de la centralité. Les résultats obtenus pour chaque intervalle en p_T et y sont disponibles en Annexe B.2.4.

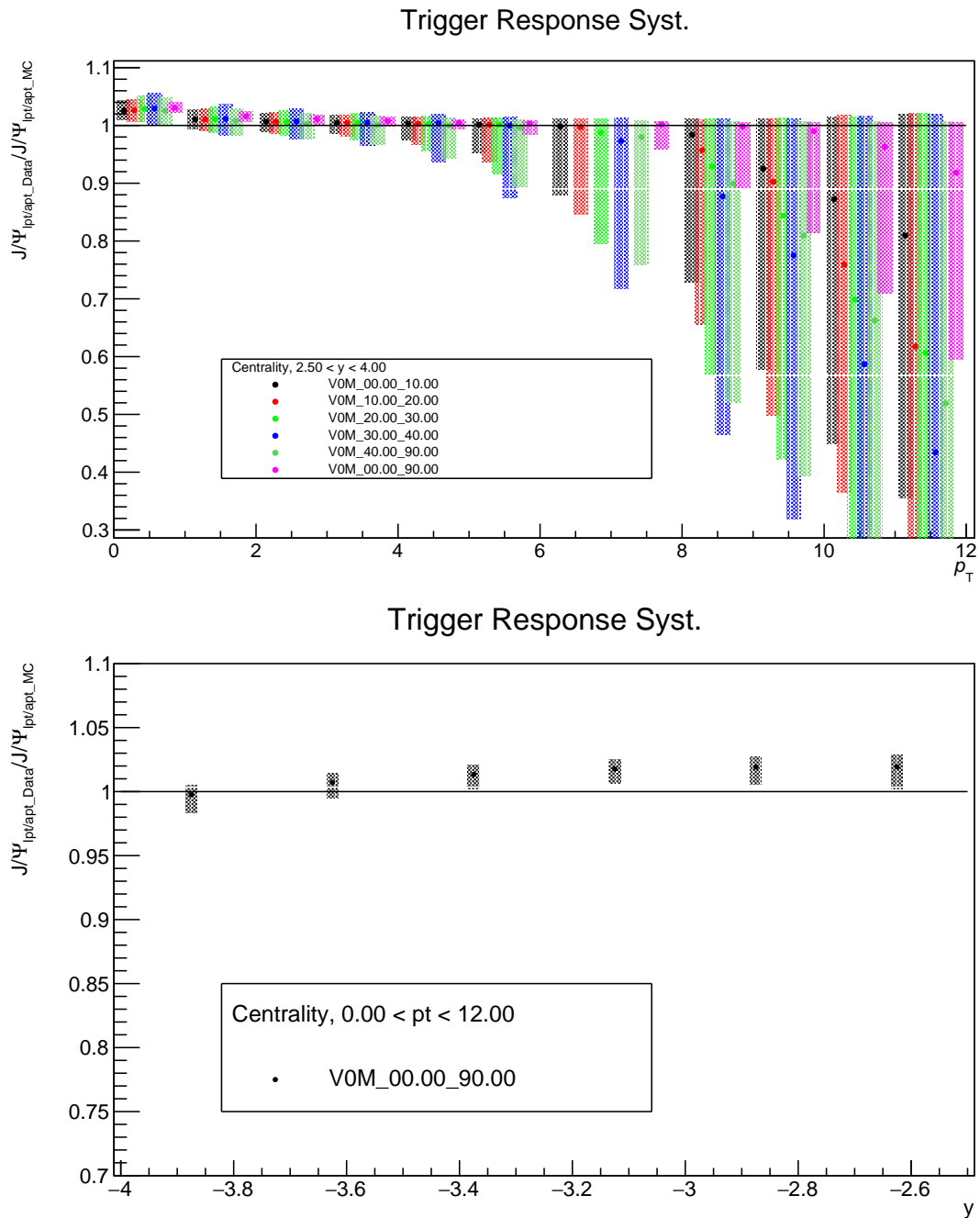


FIGURE 4.16 – Rapport en fonction de p_T (pour différentes centralités) et y (intégrée en centralité) du nombre de J/ψ reconstruits pondérés par les rapports L_{p_T}/A_{p_T} des muons obtenus pour différents groupes de cartes de déclenchement dans les données et les MC. Les boîtes colorées représentent la variation de la valeur centrale en prenant en compte l'incertitude statistique des distributions L_{p_T}/A_{p_T} .

4.5 Le facteur de Normalisation F_{norm}

Le facteur de normalisation F_{norm} , qui est aussi présent dans l'analyse pp, permet de faire la conversion du nombre d'événements CMUL7 que nous analysons à un nombre équivalent d'événements MB. Nous rappelons qu'il est défini par l'Eq. 3.22 (Sec.3.5) pour chaque run i tel que :

$$N_{\text{MB}}^{eq} = \sum_{\text{run}=i} F_{\text{norm}}^i \times N_{\text{CMUL7}}^i \quad (4.10)$$

Les méthodes utilisées pour évaluer ce facteur sont expliquées Sec.3.5 ainsi que les différents termes. Pour la période de prise de données Pb-Pb, les **classes de déclenchement** (cf. Sec.2.3.1) utilisées sont :

- la **classe de déclenchement MB CINT7** utilisée dans la méthode hors-ligne.
- la **classe de déclenchement MB C0V0M**, définie pour l'intervalle en centralité $\sim 0-60\%$, utilisée dans la méthode des **scalers**.
- la classe CMUL7 pour les événements possédants au moins deux muons passant la coupure seuil bas- p_T du **MTR**.
- la classe CMSL7 pour les événements ayant au moins un muon passant la coupure seuil bas- p_T du **MTR**.

4.5.1 Résultats de l'estimation du **Pile Up** et des facteurs de puretés

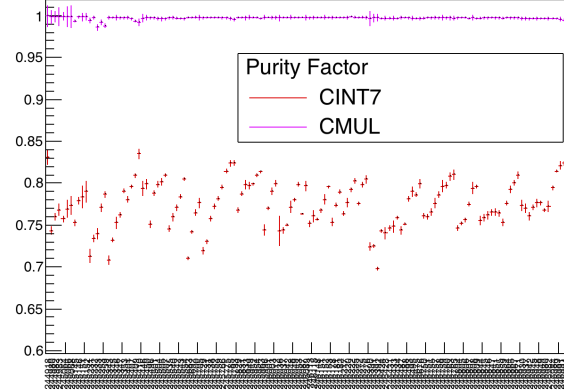
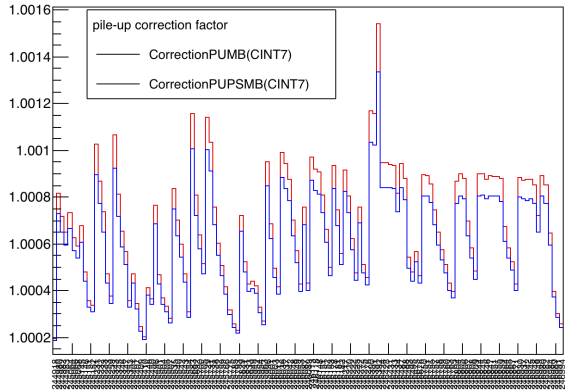


FIGURE 4.17 – Évolution du facteur d'empilement pour la classe CINT7 en fonction du numéro de run avec (ligne bleue) et sans (ligne rouge) la correction de pureté.

FIGURE 4.18 – Évolution du facteur de pureté pour les classes CINT7 et CMUL7 en fonction du numéro de run.

Le facteur de correction de **Pile Up** défini par l'Eq.3.24 (Sec.3.5) est donné par la Figure 4.17. Nous observons que celui-ci reste très faible et constant pour toute la période de prise de données. Les facteurs de puretés des classes CINT7 et CMUL7 sont montrés par la Figure 4.18 et ont été évalués en utilisant l'équation suivante :

$$F_{\text{purity}}^i = \frac{N(\text{PS}, \text{CENT})}{N(\text{ALL}, \text{ALL})} \quad (4.11)$$

où CENT correspond à l'intervalle en centralité utilisé pour une **classe de déclenchement** donnée (0-90% ou 0-60% par exemple), ALL correspond à la totalité des événements, et PS correspond aux événements passant la **Physics Selection**. Dans le cas de la classe C0V0M, le facteur de pureté ne peut être calculé directement à partir des compteurs hors-ligne car la **Physics Selection** n'est pas définie pour la période LHC15o. Pour palier à ce problème, le facteur de pureté a été estimé en se basant sur le sous-ensemble d'événements CINT7 (signal dans le V0) contenant aussi un signal C0V0M (CINT7&0V0M). Les résultats présentés Figure 4.19 montrent une compatibilité de ce facteur avec l'unité au pour-mille sauf pour un run (problème d'enregistrement). Cette classe sera considérée comme 100% pure.

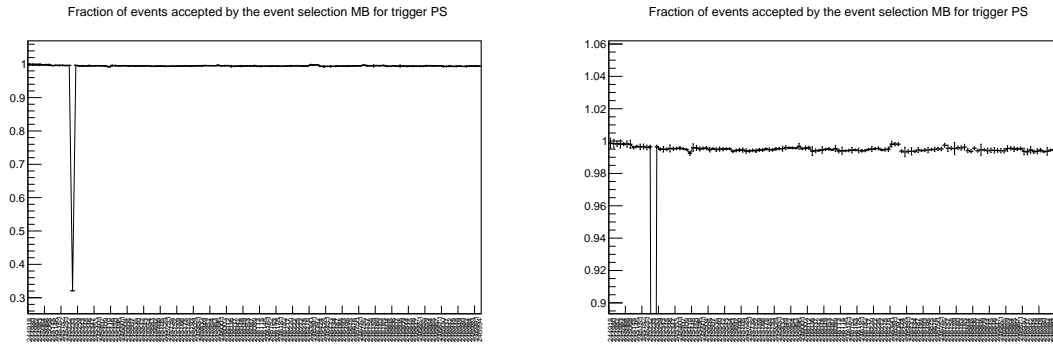


FIGURE 4.19 – Évolution du facteur de pureté pour la classe C0V0M en fonction du numéro de run. La figure de droite est un zoom de celle de gauche.

4.5.2 Résultats

Les résultats comparant les deux méthodes hors-ligne pour la classe CINT7 et la méthode des **scalers** pour la classe C0V0M sont donnés par la Figure 4.21. Pour pouvoir comparer les deux **classes de déclenchement**, qui ne sont pas définies pour un même intervalle en centralité (0-90% pour CINT7 et 0-60% pour C0V0M), une normalisation est appliquée à $F_{\text{norm}}^{\text{scal}}(\text{C0V0M})$ tel que :

$$F_{\text{norm}}^{\text{scal}}(\text{C0V0M})|_{0-90} = F_{\text{norm}}^{\text{scal}}(\text{C0V0M}) \times \frac{9(1-a)}{6} \quad (4.12)$$

où a est le rapport des événements périphériques (centralité 60-70%) sur les événements C0V0M (centralité 0-70%) permettant de tenir compte de l'efficacité de la coupure en centralité de la classe (Figure 4.20). Nous pouvons voir une décroissance nette de ce rapport avec le numéro du run, signe du vieillissement du V0. Cependant, le déclenchement reste 100% efficace malgré le vieillissement en dessous de 60% de centralité. Notons qu'au dessus de 70% de centralité, aucun événement n'est enregistré.

Finalement, nous observons un très bon accord entre les 3 méthodes d'estimations du facteur de normalisation dans les incertitudes statistiques. Les résultats sont donnés dans le Tableau 4.3. La valeur finale retenue est prise comme la moyenne pondérée par l'incertitude statistique de ces résultats donnant une valeur $F_{\text{norm}}^{\text{mean}} = 11.842 \pm 0.01\%$ (stat.) $\pm 0.5\%$ (syst.), l'incertitude systématique tenant compte de la variation entre les méthodes.

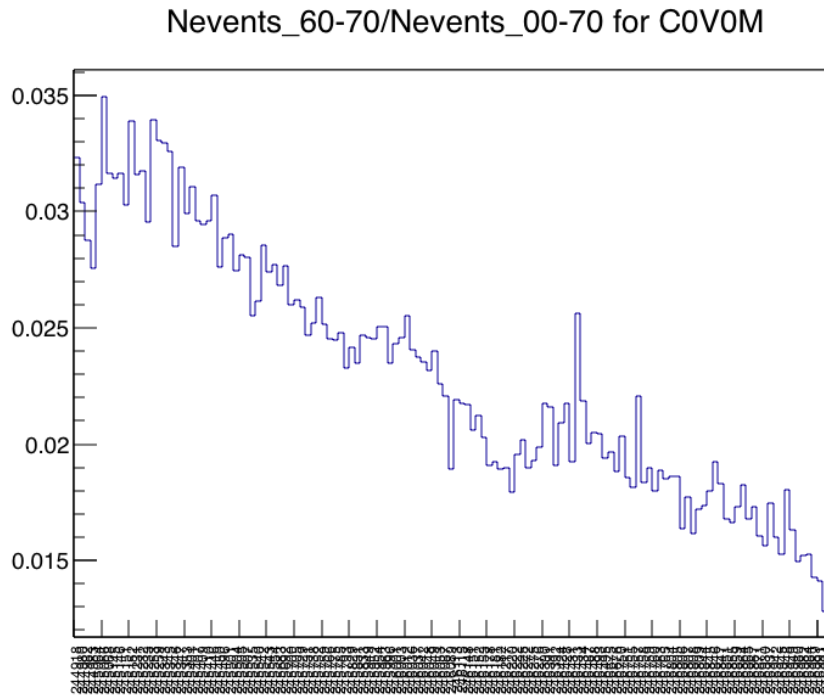


FIGURE 4.20 – Fraction des événements de l’intervalle en centralité 60-70% sur les événements compris dans la centralité 0-70% (facteur a de l’Eq. 4.12).

Méthode	F_{norm}	incert. stat.
$F_{\text{norm}}^{\text{off1}}$ (CINT7)	11.845	0.10%
$F_{\text{norm}}^{\text{off2}}$ (CINT7)	11.850	0.07%
$F_{\text{norm}}^{\text{scal}}$ (COV0M)	11.841	0.01%
moyenne pondérée	11.841	0.01%

TABLEAU 4.3 – Valeur de F_{norm} obtenue avec 3 méthodes différentes et la moyenne pondérée de celles-ci.

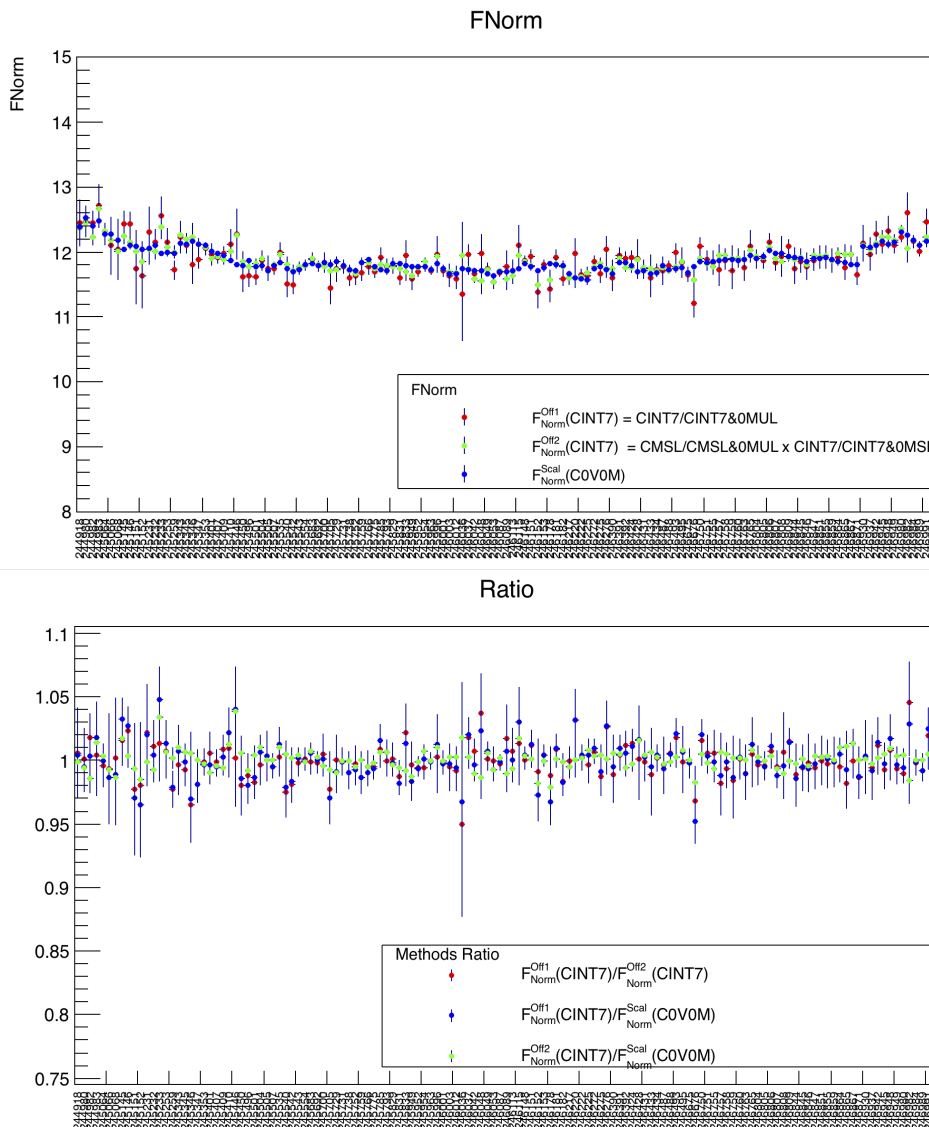


FIGURE 4.21 – Évolution du facteur F_{norm} pour les deux méthodes hors-ligne basées sur la classe CINT7 et la méthode des scalars basée sur la classe C0V0M en fonction du numéro de run.

4.6 Résumé des erreurs systématiques

Toutes les incertitudes systématiques liées à l'estimation du R_{AA} sont résumées dans le Tableau 4.4.

Source	R_{AA}					
	cent 0–90% ($2.5 < y < 4$)	vs cent ($2.5 < y < 4$)	vs cent ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$)	vs p_T ($2.5 < y < 4$)	vs p_T ($2.5 < y < 3.25$) ($3.25 < y < 4$)	vs y ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$)
	$p_T < 8 \text{ GeV}/c$ $0.3 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ $p_T < 12 \text{ GeV}/c$ $0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$	$p_T < 8 \text{ GeV}/c$ $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ $5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ $8 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$	$2.5 < y < 3$ $3 < y < 3.5$ $3.5 < y < 4$	0–20% 20–40% 40–90% 0–90%	0–20% 20–40% 40–90%	0–20% 20–40% 40–90% 0–90%
Signal	1.8% 1.8% 1.7% 1.6%	1.6–2.8% 1.7–2.8% 1.7–2.5% 1.6–2.3% 1.7–3.5%	2.5–3.6% 1.5–2.5% 2.0–3.0%	1.5–3.5% 1.8–3.4% 1.8–3% 1.5–2.2%	1.5–3.1% 1.9–3.6% 1.1–2.9% 1.4–2.5% 0.5–3.1% 1.5–3.4%	1.5–5% 1.9–3.5% 1.8–3.7% 1.6–4.4%
Dist. MC	2%	2%*	2%*	2%	3%	0.5–2.5%
eff. traj.	3%	3%* + 0–1%	3%* + 0–1%	3% \oplus 1%* 3% \oplus 0.5%* 3% 3% \oplus 1%*	3% \oplus 1%* 3% \oplus 0.5%* 3%	3% \oplus 1%* 3% \oplus 0.5%* 3% 3% \oplus 1%*
eff. trigg.	3.3%	2.2%* + 0–1% 2.2%* + 0–1% 0.9%* + 0–1% 0.3%* + 0–1% 0.0%* + 0–1%	1.9%* + 0–1% 1.6%* + 0–1% 0.5%* + 0–1%	0–3.1% \oplus 1%* 0–3.1% \oplus 0.5%* 0–3.1% 0–3.1% \oplus 1%*	(0–3.8% 0–2.2%) \oplus 1%* (0–3.8% 0–2.2%) \oplus 0.5%* 0–3.8% 0–2.2%	0.0–1.9% \oplus 1%* 0.0–1.9% \oplus 0.5%* 0.0–1.9% 0.0–1.9% \oplus 1%*
eff. intrinsèque trigg.	1.5%	1.5%*	1.5%*	1.5%	1.5%	1.5%
appariement	1%	1%*	1%*	1%	1%	1%
F_{norm} (T_{AA})	0.5% 3.2%	0.5%* 3.1–7.6% 3.1–6.0% 3.1–6.0% 3.1–6.0% 3.1–6.0% 3.1–6.0%	0.5%* 3.1–6.0%	0.5%* 3.2%* 3.3%* 4.5%* 3.2%*	0.5%* 3.2%* 3.3%* 4.5%*	0.5%* 3.2%* 3.3%* 4.5%* 3.2%*
centralité	0%	0.1–3.5%	0.1–3.5%	0.4%* 0.2%* 1.4%* 0%	0.4%* 0.2%* 1.4%*	0.4%* 0.2%* 1.4%* 0%
référence pp	4.9% 4.9% 5.0% 5.1%	5.2%* 5.5%* 5.4%* 6.4%* 10.9%*	6.4%* 4.9%* 6.5%*	3–10% \oplus 2.1%* ($L_{\text{int}}^{\text{pp}}$)	(6.2–15.4% 6.2–16.5%) \oplus 2.1%* ($L_{\text{int}}^{\text{pp}}$)	4.7–8.5% \oplus 2.1%* ($L_{\text{int}}^{\text{pp}}$)

TABLEAU 4.4 – Résumé des incertitudes systématiques sur le R_{AA} en pourcentage. Les valeurs marquées d'une astérisque correspondent aux incertitudes corrélées. Les valeurs dans la ligne "référence pp" correspondent à la somme quadratique des contributions à $\sigma_{J/\psi}^{\text{pp}}$, en excluant seulement l'incertitude sur le rapport d'embranchement BR qui s'annule lors de l'évaluation du R_{AA} . Il n'y a pas d'autres corrélations entre les incertitudes issues des analyses pp et Pb–Pb.

4.7 Résultats

4.7.1 Facteur de Modification Nucléaire R_{AA}

Les valeurs extraites du R_{AA} , intégrées en **rapidité** et centralité, pour deux intervalles en p_T sont données dans le Tableau 4.5. La comparaison de ces résultats avec la même mesure dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, intégrée en **rapidité** et pour $p_T < 8 \text{ GeV}/c$ ($R_{AA} = 0.58 \pm 0.01$ (stat.) ± 0.09 (syst.) [8]) montre une augmentation d'environ $\sim 15\%$ ($\sim 0.7\sigma$). Le rapport de ces deux R_{AA} est égal à 1.13 ± 0.02 (stat.) ± 0.18 (syst.).

p_T	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$2.5 < y < 4$, cent 0-90%	
$p_T < 8$ GeV/c	$0.66 \pm 0.01 \pm 0.05$
$p_T < 12$ GeV/c	$0.65 \pm 0.01 \pm 0.09$

TABLEAU 4.5 – R_{AA} du J/ψ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV dans l’intervalle en centralité 0-90%, intégré en y , pour différents intervalles en p_T

Dépendance en centralité

Le R_{AA} en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour $p_T < 8$ GeV/c et $2.5 < y < 4$ est présenté Figure 4.22 [7] et comparé aux mêmes résultats obtenus par ALICE à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [8]. Là encore, l’écart entre les mesures aux deux énergies diffère d’environ $\sim 15\%$ pour toutes les centralités, compatible dans les incertitudes, avec une faible dépendance du R_{AA} avec la centralité pour $\langle N_{part} \rangle$ supérieur à ~ 150 . Comme nous pouvons le voir, la grande quantité de données collectées permet d’évaluer le R_{AA} dans des intervalles plus fin en centralité par rapport à la précédente mesure. Les valeurs sont disponible en Annexe B.3.1.

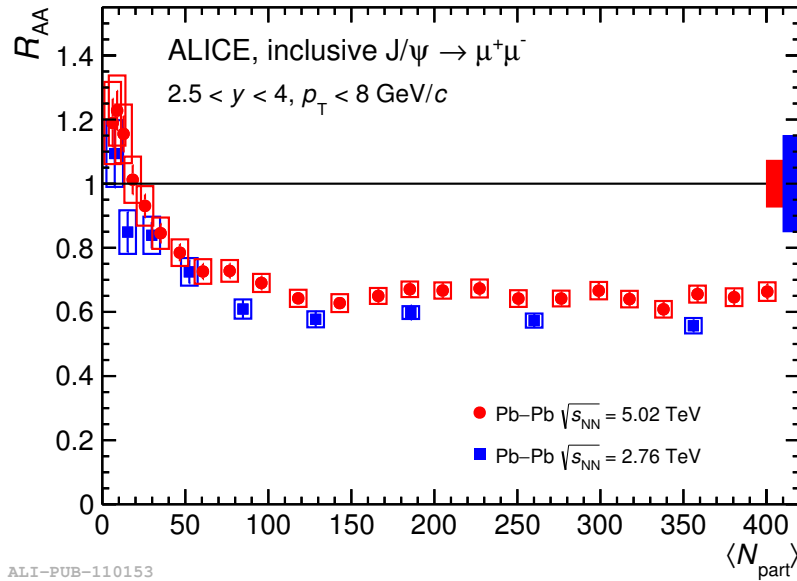


FIGURE 4.22 – R_{AA} en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour $p_T < 8$ GeV/c et $2.5 < y < 4$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [7] (rouge) et à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (bleue) [8]. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréelées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1.

Nous pouvons observer sur la Figure 4.22 une augmentation du R_{AA} dans les collisions les plus périphériques, similaire à celle observée à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV et attribuée à la photo-production (cf. Sec.1.3.5). Puisque les modèles prédisent la production de J/ψ hadronique, une coupure à $p_T = 0.3$ GeV/c est appliquée Figure 4.23 pour réduire la contribution des J/ψ photo-produits dans les collisions les plus périphériques. La même coupure fut déjà utilisée pour les précédents résultats publiés par ALICE à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [8],

pour laquelle $\sim 75\%$ de la contribution J/ψ photo-produits étaient enlevés, estimation obtenue à partir de simulations STARLIGHT [9]. Son efficacité est estimée à $\sim 80\%$ pour les résultats présents. La valeur minimale possible du R_{AA} des J/ψ hadro-produits est estimée égale à $\sim 41\%$, $\sim 21\%$ et $\sim 13\%$ ($\sim 20\%$, $\sim 9\%$ et $\sim 5\%$) inférieure à la valeur inclusive mesurée dans les intervalles en centralité 80-90%, 70-80% et 60-70% lorsque cette coupure n'est pas (est) appliquée. Ces estimations extrêmes sont obtenues en supposant 65% d'efficacité de la coupure à $p_T = 0.3$ GeV/ c , correspondant à deux fois plus de J/ψ issus de la photo-production dans l'intervalle $0.3 < p_T < 8$ GeV/ c par rapport à l'estimation issue des simulations, et avec 100% des J/ψ pour $p_T < 0.3$ GeV/ c issus de la photo-production. La valeur maximale du R_{AA} des J/ψ hadro-produits est égale à la valeur inclusive, correspondant à aucune contribution de la photo-production. Ces limites sont représentées par des crochets sur la Figure 4.23 gauche, tandis que la contribution résiduelle des J/ψ photo-produits est supposée s'annuler au premier ordre dans le rapport des R_{AA} entre les deux énergies, Figure 4.23 droite.

Les résultats présentés Figure 4.23 sont également comparés aux prédictions théoriques de deux modèles de transport [11–13], du modèle des co-voyageurs [14] et du modèle d'hadronisation statistique [15]. Les principaux paramètres utilisés dans ces modèles sont donnés dans le Tableau 4.6. Les bandes d'incertitude pour chaque modèle sont définies par :

- une variation de la section efficace $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ couplée à une variation de la contribution du shadowing entre 10% et 25% pour le modèle de transport TM1.
- la présence (limite basse) ou non (limite haute) de shadowing pour le modèle de transport TM2.
- une variation de 17% de $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ (extrapolée à partir des mesures pp de LHCb à $\sqrt{s} = 7$ TeV) pour le modèle d'hadronisation statistique couplée à l'incertitude sur le shadowing.
- la variation de $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ donnée dans le Tableau 4.6 pour le modèle des co-voyageurs.

Notons qu'une large fraction de ces incertitudes théoriques s'annule dans le rapport des R_{AA} aux deux énergies, alors que seule l'incertitude sur le $\langle T_{AA} \rangle$ s'annule pour les points expérimentaux.

Les modèles de transport TM1 et TM2 incluent également la contribution des J/ψ non-prompts. Ce n'est pas le cas des autres modèles, qui ne peuvent donc, en principe, être directement comparés à nos mesures inclusives. Cependant, nous pouvons faire des hypothèses extrêmes sur cette contribution pour en déduire un intervalle de variation du R_{AA} des J/ψ prompts par rapport au R_{AA} inclusif. Puisque la décroissance des hadrons b a lieu hors du PQG, le R_{AA}^{npro} du J/ψ dépend de la perte d'énergie des quarks b dans le milieu. La différence entre le R_{AA} inclusif et prompt peut être estimée en utilisant la fraction des J/ψ prompts sur J/ψ non-prompts (f_B) mesurée dans les collisions pp tel que :

$$R_{AA}^{pro} = R_{AA}^{inc} + R_{AA}^{inc} f_B - R_{AA}^{npro} f_B \quad (4.13)$$

Deux suppositions extrêmes sur le R_{AA} non-prompt sont faites : (i) pas d'effet du milieu sur les quarks b ($R_{AA}^{npro} = 1$) (ii) suppression totale des hadrons b ($R_{AA}^{npro} = 0$). Pour le

modèle	$d\sigma_{c\bar{c}}/dy(\text{mb})$	$d\sigma_{J/\psi}/dy(\mu\text{b})$	$\sigma_{co-J/\psi}$ (mb)	shadowing
Transport TM1	0.57	3.14	-	EPS09
Transport TM2	0.82	3.5	-	EPS09
Hadronisation stat.	0.45	-	-	EPS09
co-voyageur	[0.45,0,7]	3.53	0.65	théorie Glauber-Gribov

TABLEAU 4.6 – Valeurs de la section efficace inclusive de production des quarks charmés ($d\sigma_{c\bar{c}}/dy$), de production du J/ψ dans les collisions pp ($d\sigma_{J/\psi}/dy$) et d’interaction des co-voyageurs ($\sigma_{co-J/\psi}$) pour les différents modèles théoriques concernés. Le type d’implémentation des effets de shadowing est aussi donné.

facteur f_B , celui-ci est estimé à partir des mesures faites par LHCb dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 2.76$ TeV [16] et $\sqrt{s} = 7$ TeV [17]. En extrapolant ces résultats à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, le R_{AA}^{pro} des J/ψ prompts est estimé environ 10% supérieur pour $R_{AA}^{npro} = 0$ et environ 5% inférieur (2% supérieur) si $R_{AA}^{npro} = 1$ dans les collisions les plus centrales (périphériques) par rapport au R_{AA}^{inc} . Le même exercice peut être fait pour le rapport des R_{AA} aux deux énergies de collision ($r = R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$). La composante prompte sur ces rapports est estimée à $\sim 2\%$ ($\sim 1 - 2\%$) supérieure si les hadrons b sont (ne sont pas) totalement supprimés. En prenant en compte ces différences entre le R_{AA} prompt et le R_{AA} inclusif lorsque nécessaire, nous observons un bon accord entre les prédictions théoriques et les données dans les incertitudes, que ce soit pour les mesures à $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV ou pour le rapport des R_{AA} aux deux énergies de collisions.

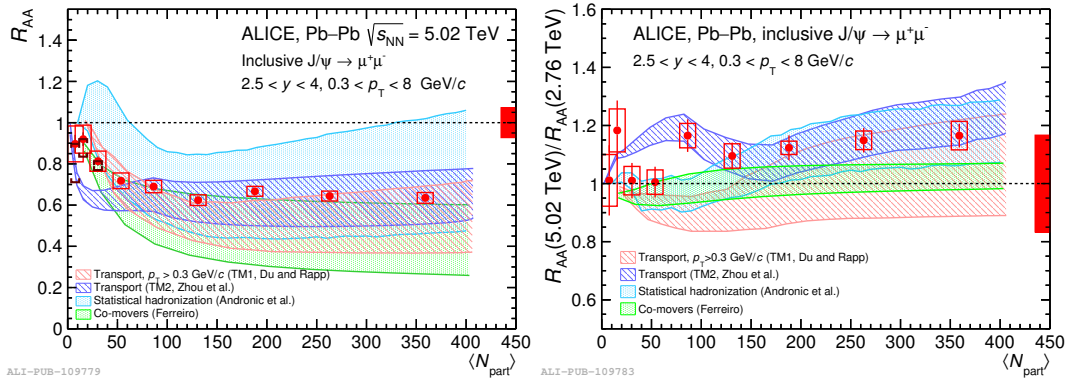


FIGURE 4.23 – R_{AA} en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour $0.3 < p_T < 8$ GeV/c et $2.5 < y < 4$ dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [7] (gauche) et rapport avec les résultats obtenus à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [8] (droite) comparés aux prédictions des modèles théoriques. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréelées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. Les crochets noirs pour les trois intervalles en centralité les plus périphériques sur la figure de gauche représentent l’amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production.

Les mesures du R_{AA} en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ ont également été effectuées pour quatre intervalles en p_T (intégré en y) et trois intervalles en y (pour $0.3 < p_T < 12$ GeV/c). Les ré-

sultats sont montrés Figure 4.24 et Figure 4.25 et disponibles en Annexe B.3.1.

Pour la Figure 4.24, la variation maximale du R_{AA} à basse impulsion transverse due à la contamination des J/ψ photo-produits est estimée à $\sim 40\%$, $\sim 20\%$ et $\sim 12\%$ ($\sim 19\%$, $\sim 8\%$ et $\sim 5\%$) pour les collisions les plus périphériques lorsque la coupure à $p_T = 0.3$ GeV/ c n'est pas (est) appliquée. Pour ce qui est du R_{AA}^{pro} , celui-ci :

- est estimé $\sim 8\%$ et $\sim 24\%$ supérieur à bas et haut p_T pour $R_{AA}^{npro} = 0$.
- est estimé $\sim 3\%$ ($\sim 60\%$) inférieur dans les collisions centrales et $\sim 2\%$ ($\sim 7\%$) inférieur dans les collisions périphériques à bas (haut) p_T pour $R_{AA}^{npro} = 1$.

Quand à la variation de la composante prompt des rapports des deux énergies de collisions, elle est estimée :

- varier entre $\sim 1.7\%$ et $\sim 3\%$ supérieure à bas et haut p_T .
- varier entre $\sim -0.4\%$ et $\sim -0.4\%$ (~ -4.4 et $\sim 10.9\%$) à bas (haut) p_T .

Ces résultats sont comparés à ceux obtenus par ALICE à $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV [9] et à un des deux modèles de transport cités précédemment [12]. Nous observons une diminution du R_{AA} avec l'augmentation du p_T du J/ψ compatible dans les incertitudes avec les précédentes mesures à $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV ainsi qu'avec le modèle. Cette observation est compatible avec le phénomène de (re)combinaison à petit p_T .

Pour la Figure 4.25, nous observons une légère augmentation du R_{AA} avec la diminution de la rapidité du J/ψ , dont la signification reste néanmoins inférieure à $\sim 3\sigma$. Les estimations de la contamination maximum des J/ψ photo-produits nous donnent :

- une diminution du R_{AA} hadronique de $\sim 20\%$ et $\sim 8\%$ ($\sim 8\%$ et $\sim 3\%$) sans (avec) la coupure à $p_T = 0.3$ GeV/ c dans l'intervalle $2.5 < y < 3.0$ pour les intervalles en centralité 60-90% et 50-60%.
- une diminution du R_{AA} hadronique de $\sim 21\%$ et $\sim 10\%$ ($\sim 8\%$ et $\sim 4\%$) sans (avec) la coupure à $p_T = 0.3$ GeV/ c dans l'intervalle $3.0 < y < 3.5$ pour les intervalles en centralité 60-90%, 50-60%.
- une diminution du R_{AA} hadronique de $\sim 13\%$ et $\sim 7\%$ ($\sim 5\%$ et $\sim 2\%$) sans (avec) la coupure à $p_T = 0.3$ GeV/ c dans l'intervalle $3.5 < y < 4$ pour les intervalles en centralité 60-90% et 50-60%.

La contribution relative du R_{AA}^{pro} est quand à elle estimée :

- être $\sim 11\%$ ($\sim 8\%$) supérieur pour $R_{AA}^{npro} = 0$ dans l'intervalle en rapidité $2.5 < y < 3$ ($3.5 < y < 4$).
- inférieur au R_{AA}^{inc} de $\sim 5\%$ et $\sim 0.5\%$ ($\sim 5\%$ et $\sim 0.3\%$) des collisions les plus centrales aux plus périphériques pour $R_{AA}^{npro} = 1$ dans l'intervalle en rapidité $2.5 < y < 3$ ($3.5 < y < 4$).

Les résultats détaillés du calcul de la variation relative du R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} sont disponibles Annexe C.

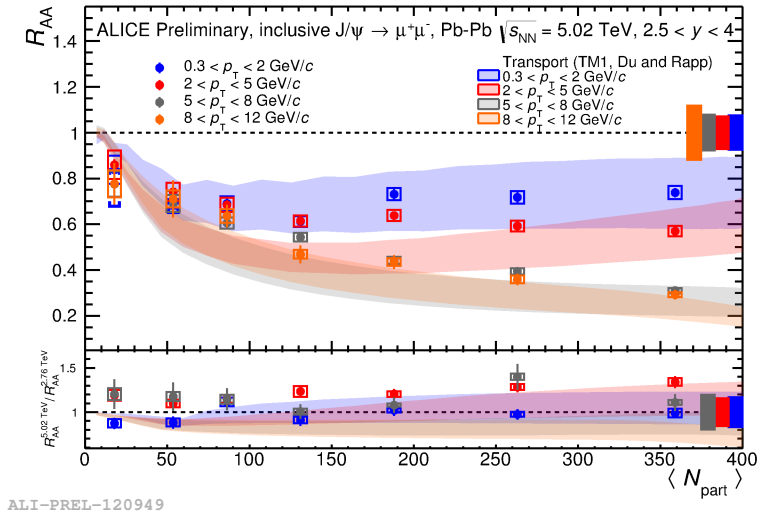


FIGURE 4.24 – R_{AA} en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour $2.5 < y < 4$ et quatre intervalles en p_T dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et rapport de ces résultats avec ceux obtenus par ALICE à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [9] comparés aux prédictions du modèle de transport [12]. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréelées en fonction de la centralité tandis que l'incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. Les crochets présents pour les deux intervalles en centralité les plus périphériques représentent l'amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production.

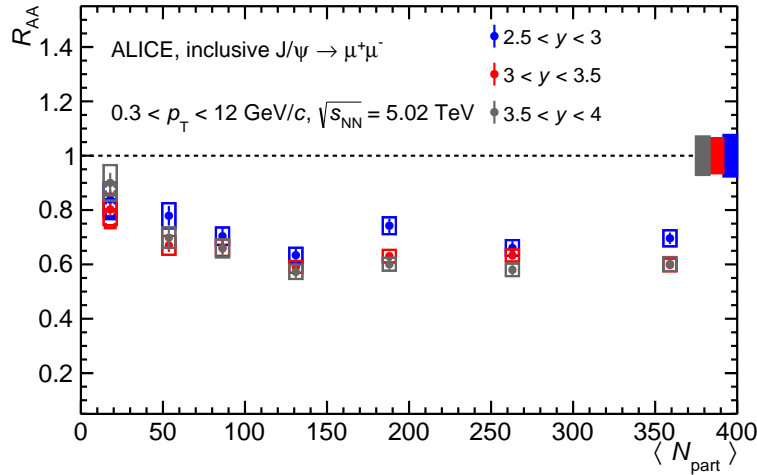


FIGURE 4.25 – R_{AA} en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour $0.3 < p_T < 12$ GeV/c et trois intervalles en rapidité dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréelées en fonction de la centralité tandis que l'incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. Les crochets présents pour l'intervalle en centralité le plus périphérique représente l'amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production.

Dépendance en p_T

La dépendance en p_T du R_{AA} , intégrée en rapidité et en centralité, est présentée Figure 4.26. Nous observons une diminution du R_{AA} avec l'augmentation de l'impulsion transverse similaire à ce qui a été obtenue pour la même mesure à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [3]. On observe une légère augmentation du R_{AA} avec l'énergie dans la région de p_T intermédiaire, bien que les résultats restent compatibles dans les incertitudes statistiques et systématiques. Notons que la contribution des J/ψ photo-produits étant négligeable pour les résultats intégrés en centralité, la coupure $p_T > 0.3$ GeV/c n'est pas appliquée ici. La dépendance en p_T du R_{AA}^{pro} du J/ψ est estimée $\sim 7\%$ supérieure ($\sim 2\%$ inférieure) pour $p_T < 1$ GeV/c et $\sim 30\%$ supérieure (55% inférieure) pour $10 < p_T < 12$ GeV/c à la valeur inclusive lorsque la contribution des hadrons b est (n'est pas) complètement supprimée.

La même mesure fut faite pour différentes centralités (Figure 4.27). Les résultats sont présentés sans la coupure en $p_T = 0.3$ GeV/c. La contamination maximum due à la photo-production pour l'intervalle en centralité le plus périphérique (40-90%) et $p_T < 1$ GeV/c ($0.3 < p_T < 1$ GeV/c) est estimée $\sim 48\%$ ($\sim 24\%$). Nous observons une augmentation du R_{AA} avec la diminution de la centralité des collisions, compatible avec les mesures obtenues à $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV [3] et cohérent avec un rapprochement des conditions de collisions à celles des collisions ppCes données ainsi que le rapport des R_{AA} aux deux énergies de collisions sont en bon accord avec un modèle de transport [12], sauf dans la région de p_T intermédiaire où le modèle semble sous-estimer les données dans l'intervalle de centralité 20-40% à p_T intermédiaire ($\sim 1.5 \sigma$). Selon ce modèle, les J/ψ produits par la (re)combinaison sont dominants à basse impulsion transverse, compensant la suppression des J/ψ primordiaux, ce qui est compatible avec ce qui est observé dans les collisions les plus centrales.

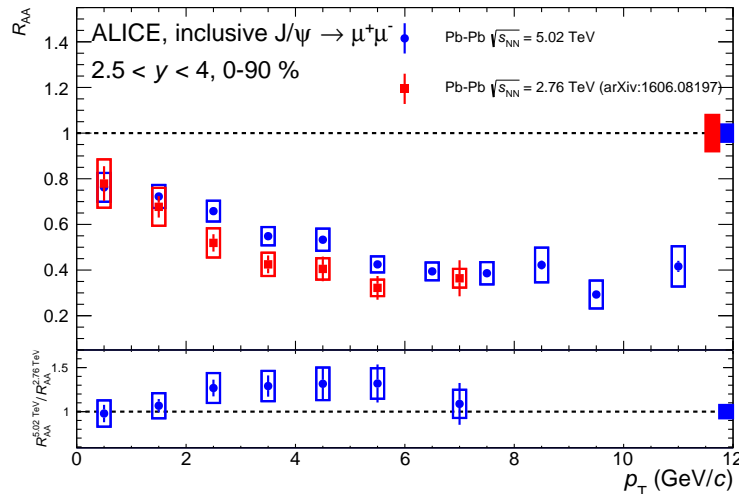


FIGURE 4.26 – R_{AA} en fonction de p_T ($2.5 < y < 4$) pour différents intervalles en centralité dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et rapport de ces résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (bleue) [3]. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorrélées en fonction de la centralité tandis que l'incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1.

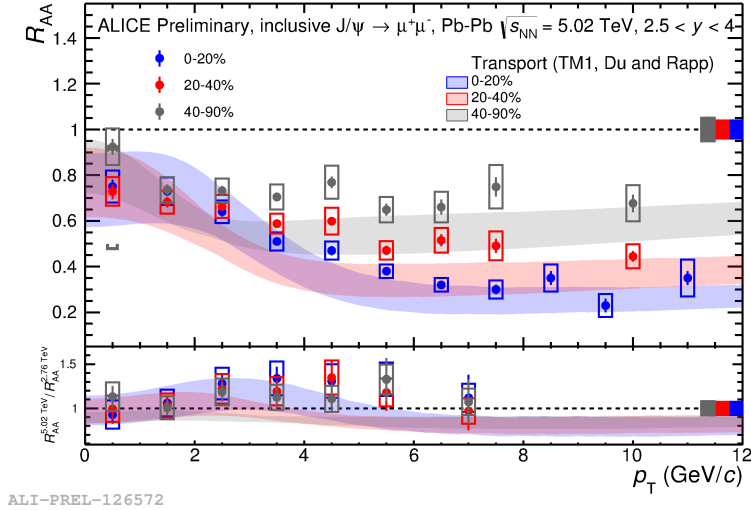


FIGURE 4.27 – R_{AA} en fonction de p_T pour $2.5 < y < 4$ dans trois intervalles en centralité dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et rapport de ces résultats avec ceux obtenus par ALICE à $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV [3] comparés aux prédictions du modèle de transport [12]. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorrélatées en fonction de la centralité tandis que l'incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. Les crochets présents pour l'intervalle en centralité le plus périphérique et pour $0 < p_T < 1$ GeV/c sur la figure du haut représente l'amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production.

La grande quantité de données collectées nous permet d'extraire le R_{AA} dans deux intervalles en rapidité pour trois intervalles en centralité (Figure 4.28). Ici, la coupure à $p_T = 0.3$ GeV/c est appliquée dans l'intervalle en centralité 40-90%. La contamination maximum due à la photo-production est estimée :

- environ égale à 50% (26%) sans (avec) la coupure à $p_T = 0.3$ GeV/c pour l'intervalle en centralité $2.5 < y < 3.25$.
- environ égale à 44% (21%) sans (avec) la coupure à $p_T = 0.3$ GeV/c pour l'intervalle en centralité $3.25 < y < 4$.

Nous observons le même comportement en fonction de la centralité que Figure 4.27, sans différence significative des résultats pour les deux intervalles en y dans une centralité donnée.

Tous les résultats sont disponibles en Annexe B.3.2, ainsi que le calcul du rapport $R_{AA}^{pro}/R_{AA}^{inc}$ en Annexe C.

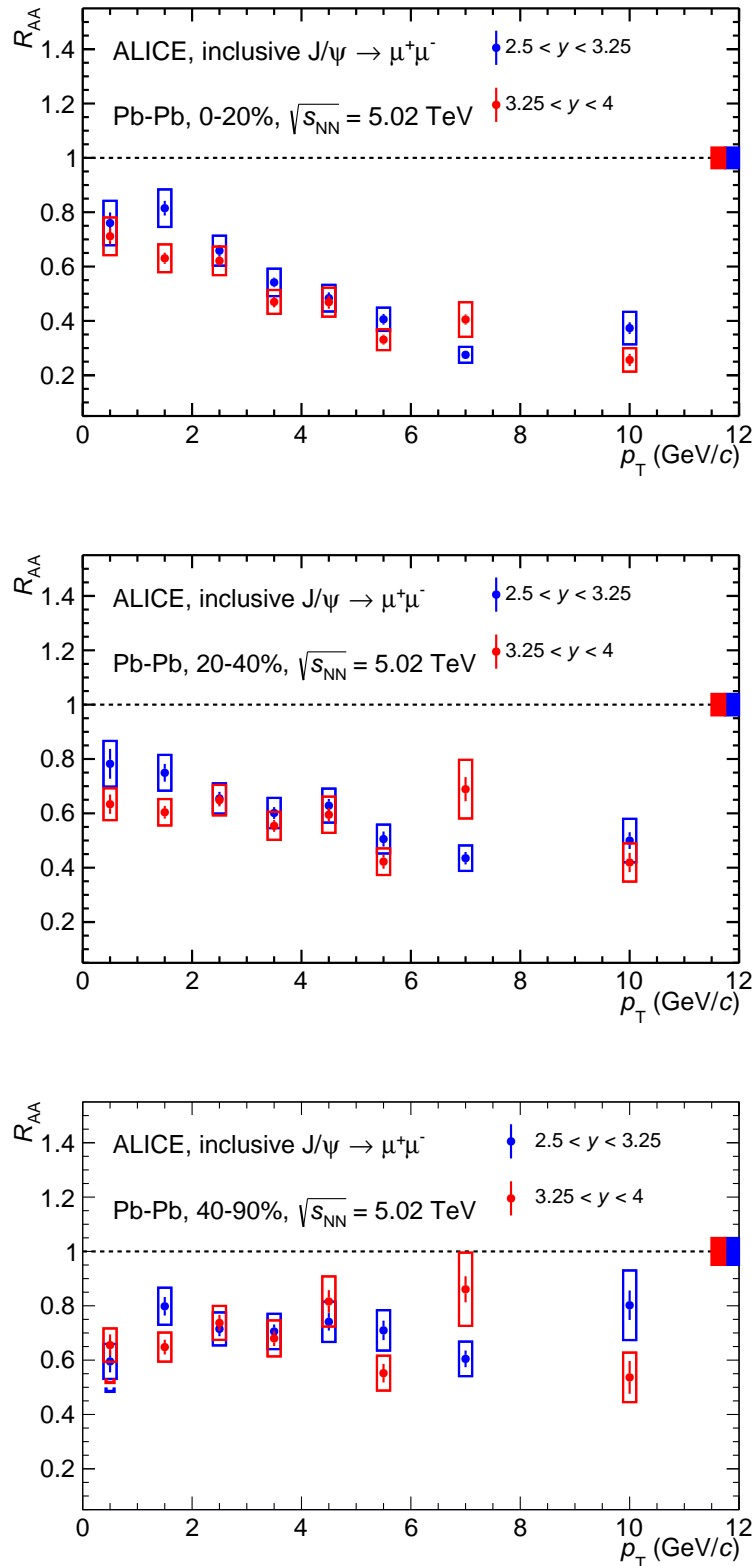


FIGURE 4.28 – R_{AA} en fonction de p_T pour trois intervalles en centralité et deux intervalles en rapidité dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréliées en fonction de la centralité tandis que l'incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. La coupure à $p_T = 0.3$ GeV/c est appliquée pour l'intervalle en centralité 40-90%.

Dépendance en rapidité

La dépendance en rapidité du R_{AA} , intégré en centralité (0-90%) et pour $p_T < 12$ GeV/ c , est présentée Figure 4.29. Les résultats sont comparés aux mesures faites par ALICE dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [3]. Sur la même Figure, le R_{AA} fut mesuré pour trois intervalles en centralité. La variation maximale du R_{AA} hadronique pour la centralité 40-90% et pour $p_T < 12$ GeV/ c a été estimée à $\sim 11\%$ en supposant que la fraction de J/ψ photo-produits au delà de $p_T = 0.3$ GeV/ c varie peu dans la fenêtre en rapidité. Tous les résultats sont disponibles en Annexe B.3.3, ainsi que le calcul du rapport $R_{AA}^{pro}/R_{AA}^{inc}$ en Annexe C.

Nous pouvons observer une compatibilité des résultats de cette thèse avec ceux obtenus par ALICE à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [3] dans les incertitudes avec une légère diminution de la suppression à plus grande rapidité. On peut également observer que le R_{AA} en fonction de la rapidité dépend peu de la centralité dans les trois intervalles étudiés.

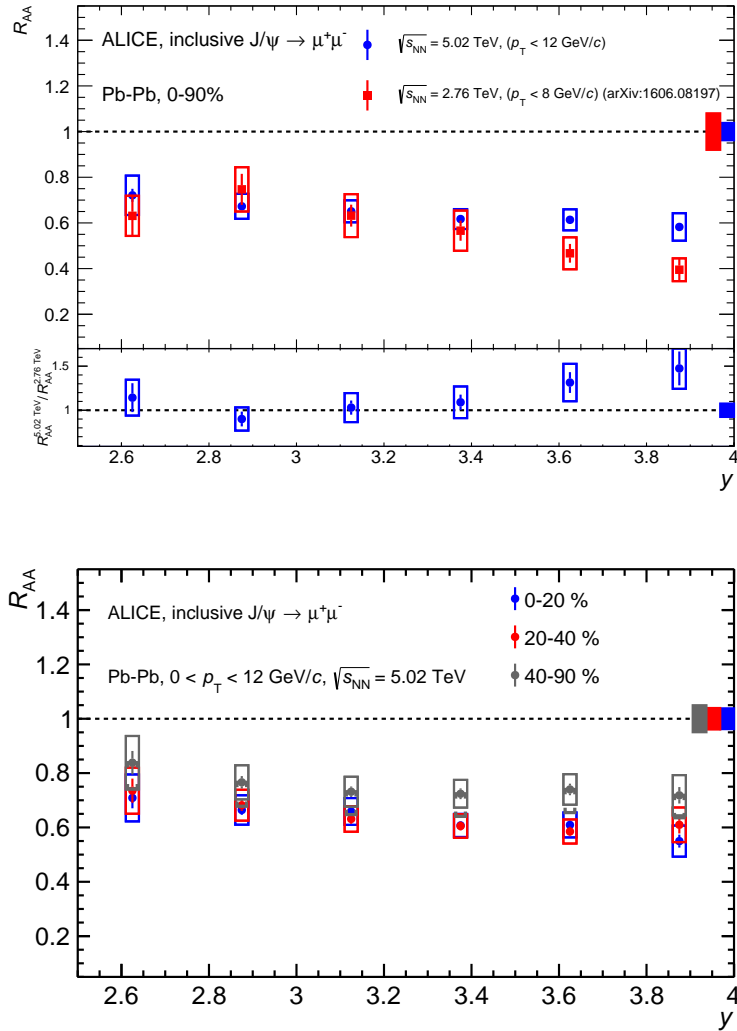


FIGURE 4.29 – Haut : R_{AA} en fonction de y , intégré en centralité ($p_T < 12$ GeV/c) dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (bleue) et intégré en centralité ($p_T < 8$ GeV/c) dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (rouge) [3]. Le rapport des deux mesures est aussi présenté. Bas : R_{AA} en fonction de y pour $p_T < 12$ GeV/c et différents intervalles en centralités dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les crochets présents pour l'intervalle en centralité 40-90% représentent l'amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréliées en fonction de la centralité tandis que l'incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1.

4.7.2 $\langle p_T \rangle$, $\langle p_T^2 \rangle$ et r_{AA}

Pour terminer ce chapitre, la même procédure d'ajustement utilisée dans la Sec.3.7.2 a été menée sur les distributions en p_T des taux de production de J/ψ pour plusieurs intervalles en centralité (Figure 4.30) afin d'extraire les valeurs du $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$. Notons que pour limiter les problèmes liés à la contamination des J/ψ photo-produits, l'intervalle d'ajustement de la fonction débute à $p_T = 0.5$ GeV/c, puis celle-ci est extrapolée jusqu'à $p_T = 0$. La valeur centrale du $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$ est obtenue en utilisant la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique des mesures lors de l'ajustement. Quand aux incertitudes statistiques et systématiques associées, elles sont obtenues en n'utilisant que l'une ou l'autre de ces incertitudes lors de l'ajustement. Il a aussi été vérifié que les résultats obtenus étaient compatibles avec ceux extraits de la seconde méthode présentée Sec.3.7.2.

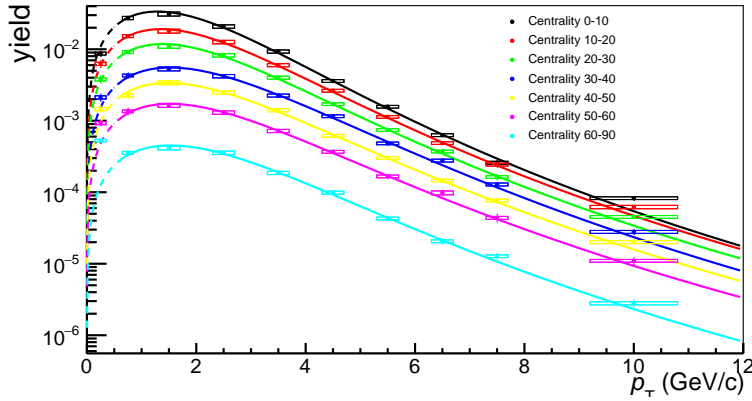


FIGURE 4.30 – Ajustement des distributions en p_T des taux de production du J/ψ utilisés pour extraire les $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$. L'intervalle $0 < p_T < 0.5$ GeV/c est affiché à côté de l'intervalle $0.5 < p_T < 1$ GeV/c. Tous les ajustements sont réalisés à partir de $p_T = 0.5$ GeV/c et extrapolés jusqu'à $p_T = 0$ afin de limiter la contamination des J/ψ issus de la photo-production.

Les résultats sont donnés dans le Tableau 4.7. Les taux de production du J/ψ sont donnés en Annexe D. Ici, les valeurs du $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$ sont évaluées pour $0 < p_T < 8$ GeV/c afin de pouvoir être comparés à de précédentes mesures. Les résultats obtenus pour le $\langle p_T \rangle$ et le $r_{AA} = \langle p_T^2 \rangle_{Pb-Pb} / \langle p_T^2 \rangle_{pp}$ (cf. Sec.1.3.5) sont comparés aux précédentes mesures obtenues par ALICE dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [3] (Figure 4.31). Les valeurs de $\langle p_T \rangle_{pp}$ et $\langle p_T^2 \rangle_{pp}$ sont égales à :

- $\langle p_T \rangle_{pp}(p_T < 8 \text{ GeV}/c) = 2.310 \pm 0.029$ (stat. + syst.) GeV/c
- $\langle p_T^2 \rangle_{pp}(p_T < 8 \text{ GeV}/c) = 7.421 \pm 0.159$ (stat. + syst.) GeV/c

Nous pouvons observer une légère augmentation du $\langle p_T \rangle$ du J/ψ avec l'énergie de collisions, bien que les résultats restent compatibles dans $\sim 2\sigma$ avec les résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Pour la variation des valeurs du r_{AA} et du $\langle p_T \rangle$ hadronique du J/ψ dans les collisions les plus périphériques due à la contamination des J/ψ photo-produits, nous faisons la supposition que 80% des J/ψ photo-produits sont supprimés avec la coupure à p_T

= 0.5 GeV/c, et que 100% des J/ψ mesurés pour $p_T < 0.5$ GeV/c sont issus de la photo-production, ce qui équivaut à une variation de $\sim 40\%$ ($\sim 19\%$) de variation pour l'intervalle en centralité 60-90% (50-60%) sur le taux de production. La procédure d'ajustement est de nouveau effectuée en utilisant les taux de productions modifiés. L'amplitude de variation est représentée par des crochets noirs sur la Figure 4.31. Elle correspond à une augmentation d'environ 4.4% (1.7%) du $\langle p_T \rangle$ et environ 7.5% (2.9%) pour le r_{AA} dans l'intervalle en centralité 60-90% (50-60%). Nous pouvons aussi observer que les prédictions d'un modèle de transport [12] semblent sous-estimer les valeurs obtenues pour le r_{AA} pour certaines centralités (différence de plus de 3σ pour la centralité 30-40%). Cette tension est à mettre en relation avec celle visible entre le modèle et la dépendance en p_T du R_{AA} à centralité intermédiaire (Figure 4.27).

cent (%)	$\langle p_T \rangle \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	$\langle p_T^2 \rangle \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	$r_{AA} \pm (\text{stat.} + \text{syst.})$
0-20	$2.013 \pm 0.014 \pm 0.020$	$5.657 \pm 0.069 \pm 0.095$	0.762 ± 0.023
20-40	$2.185 \pm 0.018 \pm 0.021$	$6.612 \pm 0.093 \pm 0.108$	0.891 ± 0.027
40-90	$2.307 \pm 0.019 \pm 0.021$	$7.337 \pm 0.100 \pm 0.116$	0.989 ± 0.030
0-10	$2.004 \pm 0.017 \pm 0.016$	$5.588 \pm 0.082 \pm 0.077$	0.753 ± 0.015
10-20	$2.080 \pm 0.020 \pm 0.018$	$6.027 \pm 0.102 \pm 0.087$	0.812 ± 0.018
20-30	$2.124 \pm 0.022 \pm 0.018$	$6.279 \pm 0.110 \pm 0.089$	0.846 ± 0.019
30-40	$2.282 \pm 0.026 \pm 0.024$	$7.161 \pm 0.140 \pm 0.152$	0.965 ± 0.028
40-50	$2.286 \pm 0.028 \pm 0.022$	$7.215 \pm 0.150 \pm 0.118$	0.972 ± 0.026
50-60	$2.333 \pm 0.037 \pm 0.024$	$7.490 \pm 0.200 \pm 0.128$	1.009 ± 0.032
60-90	$2.326 \pm 0.028 \pm 0.023$	$7.446 \pm 0.151 \pm 0.127$	1.003 ± 0.027

TABLEAU 4.7 – $\langle p_T \rangle, \langle p_T^2 \rangle$ et r_{AA} du J/ψ reconstruits pour plusieurs intervalles en centralité pour $0 < p_T < 8$ GeV/c, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 2.1%, correspondant à l'incertitude sur $\langle p_T^2 \rangle_{pp}$, affecte toutes les valeurs du r_{AA} .

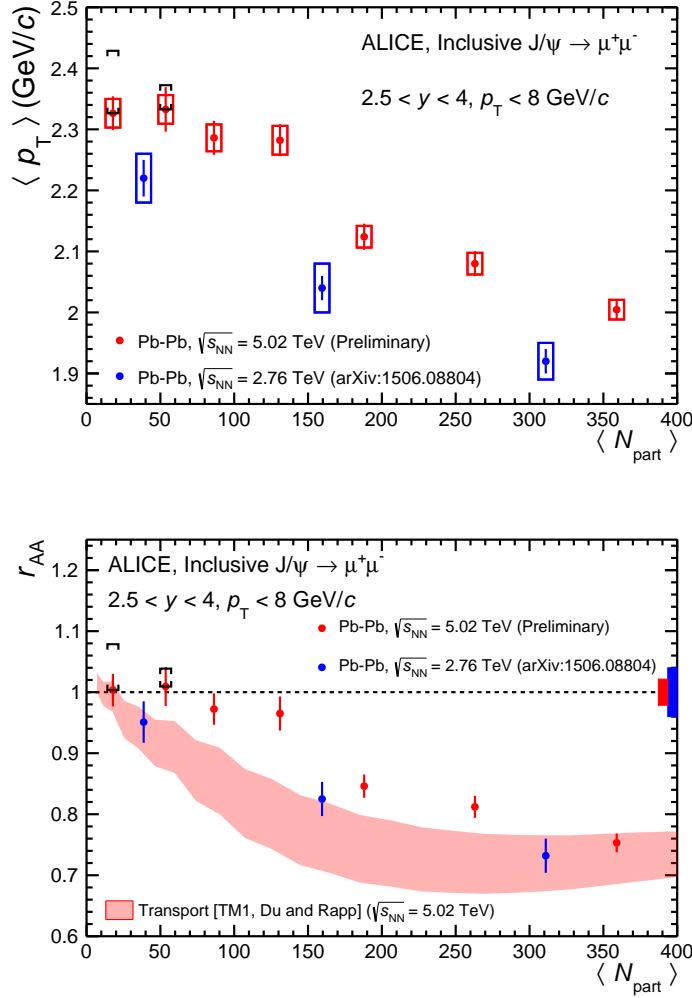


FIGURE 4.31 – Haut : $\langle p_T \rangle$ du J/ψ en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (rouge) et 2.76 TeV (bleue) [3] pour $p_T < 8$ GeV/c. Les bars verticales (boites) représentent les incertitudes lorsque seules les incertitudes statistiques (systématiques) sont prises en compte lors de l’extraction du $\langle p_T \rangle$. Bas : r_{AA} du J/ψ en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (rouge) et 2.76 TeV (bleue) [3] pour $p_T < 8$ GeV/c. Les bars verticales représentent les incertitudes lorsque les incertitudes statistiques et systématiques sont prises en compte lors de l’extraction du $\langle p_T \rangle$. Un modèle de transport [12] est comparé aux mesures du r_{AA} . Les crochets noirs pour les collisions les plus périphériques représentent l’amplitude maximale de variation du $\langle p_T \rangle$ et du r_{AA} hadronique du J/ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production.

4.8 Références

- [1] K. A. Olive *et al.*, Chin. Phys. **C38**, 090001 (2014). [100](#)
- [2] ALICE, J. Adam *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 222302 (2016), arXiv :1512.06104. [101](#)
- [3] ALICE, B. Abelev *et al.*, Phys. Rev. **C88**, 044909 (2013), arXiv :1301.4361. [131](#), [132](#), [134](#), [135](#), [136](#), [138](#), [LXXX](#), [LXXXI](#)
- [4] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**, 205 (2007), arXiv :nucl-ex/0701025. [101](#)
- [5] R. J. Glauber, Nuclear Physics A **774**, 3 (2006). [101](#)
- [6] ALICE, S. Acharya *et al.*, (2017), arXiv :1702.00557. [104](#)
- [7] ALICE, J. Adam *et al.*, Phys. Lett. **B766**, 212 (2017), arXiv :1606.08197. [109](#), [119](#), [126](#), [128](#), [LXXX](#)
- [8] ALICE, B. B. Abelev *et al.*, Phys. Lett. **B734**, 314 (2014), arXiv :1311.0214. [109](#), [110](#), [125](#), [126](#), [128](#), [LXXX](#)
- [9] ALICE, J. Adam *et al.*, (2015), arXiv :1506.08804. [110](#), [127](#), [129](#), [130](#), [LXXX](#)
- [10] A. Lardeux, *Study of inclusive J/ψ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2,76$ TeV with the ALICE muon spectrometer at the LHC*, Theses, Ecole des Mines de Nantes, 2014. [119](#)
- [11] X. Zhao and R. Rapp, Nucl. Phys. **A859**, 114 (2011), arXiv :1102.2194. [127](#)
- [12] X. Du and R. Rapp, Nucl. Phys. **A943**, 147 (2015), arXiv :1504.00670. [129](#), [130](#), [131](#), [132](#), [137](#), [138](#), [LXXX](#), [LXXXI](#)
- [13] K. Zhou, N. Xu, Z. Xu, and P. Zhuang, Phys. Rev. **C89**, 054911 (2014), arXiv :1401.5845. [127](#)
- [14] E. G. Ferreira, Phys. Lett. **B731**, 57 (2014), arXiv :1210.3209. [127](#)
- [15] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, Nucl. Phys. **A904-905**, 535c (2013), arXiv :1210.7724. [127](#)
- [16] LHCb, R. Aaij *et al.*, JHEP **02**, 041 (2013), arXiv :1212.1045. [128](#)
- [17] LHCb, R. Aaij *et al.*, Eur. Phys. J. **C71**, 1645 (2011), arXiv :1103.0423. [128](#)

« “Excusez-moi ... mais quelle est la question qui va avec cette réponse?” »

Un physicien fatigué dans une conférence

NOUS avons présenté dans cette thèse l’étude de la production inclusive de J/ψ dans les collisions pp et Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Ce travail a été réalisé à l’aide des mesures à **rapidité** avant effectuées par le spectromètre à muon d’**ALICE**. Les deux études ont nécessité l’élaboration d’une même structure d’analyse, développée tout au long de ce travail, basée sur les logiciels **ROOT** [1] et **ALIROOT** [2]. Des nouvelles méthodes pour l’étude des incertitudes systématiques ont été mises en place notamment pour évaluer celle associée à la réponse du **MTR** dans les collisions pp et Pb–Pb. Dans le premier cas, deux méthodes ont permis d’estimer cette incertitude pour une configuration particulière du déclencheur. Dans le second cas, l’utilisation de groupes de cartes locales a permis une meilleure estimation et in fine une réduction de cette incertitude par rapport aux stratégies précédentes. De plus, une nouvelle méthode basée sur le mixage de muons, plus simple en terme d’implémentation que ce qui a été utilisé auparavant au sein de la collaboration **ALICE**, a été développée pour l’extraction du signal dans les collisions Pb–Pb. Enfin, des études poussées sur l’efficacité du trajectographe à muon pour les deux périodes de prise de données ont été menées. Notons que celles-ci sont utilisées dans de nombreuses analyses impliquant le **MCH**.

La grande quantité de données collectées lors de l’année 2015 a permis un grand nombre d’études différentielles pour les différentes mesures présentées dans cette thèse. Ainsi, la section efficace de production $\sigma_{J/\psi}^{pp}$, première mesure réalisée à cette énergie dans le centre de masse par **ALICE**, a été étudiée en fonction de la **rapidité** du J/ψ ($2.5 < y < 4$), de son impulsion transverse jusqu’à 12 GeV/c, mais aussi en fonction de p_T dans deux intervalles en **rapidité**. Ces résultats ont été comparés à des prédictions théoriques issues de deux modèles **NRQCD** couplées à des prédictions **FONLL**, pour l’un d’entre eux couplées également à des prédictions d’un modèle **CGC** à basse impulsion transverse. Ces prédictions sont en bon accord avec les mesures dans les incertitudes. Tous ces résultats ont fait l’objet d’une publication [3] regroupant toutes les mesures de section efficace, de $\langle p_T \rangle$ et de $\langle p_T^2 \rangle$ disponibles pour le J/ψ et le $\psi(2S)$ à **rapidité** avant aux énergies du **LHC**.

De même, les données collectées dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV, couplées aux mesures pp, ont permis d’augmenter le nombre d’études différentielles pour le R_{AA} par rapport aux précédentes mesures d’ALICE à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV [4]. Ce dernier a été mesuré, pour la première fois à cette énergie, dans des intervalles plus fins en centralité, pour $0 < p_{\text{T}} < 12$ GeV/c. Des études tri-dimensionnelles p_{T} - y -centralité ont également été menées. A cette grande statistique s’ajoute une amélioration de la qualité des données par rapport à la mesure de 2011 à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV, notamment grâce à un meilleur fonctionnement du MCH, rendant ces nouvelles mesures plus précises. Les valeurs de $\langle p_{\text{T}} \rangle$ et de $\langle p_{\text{T}}^2 \rangle$ du J/ψ ont aussi été évaluées et étendues à de nouveaux intervalles en centralité. Tous ces résultats ont été comparés aux données précédemment enregistrées à 2.76 TeV. Pour la mesure du R_{AA} , les résultats pour les deux énergies de collisions sont compatibles dans les incertitudes, dominées par les incertitudes sur l’efficacité de trajectographie et la référence pp pour les données 2011. Cependant, une légère tendance suggérant l’augmentation du R_{AA} peut être observée pour certains résultats différentielles à des valeurs de p_{T} intermédiaires et à grande rapidité. Les mêmes observations s’appliquent aux mesures du $\langle p_{\text{T}} \rangle$ et du r_{AA} . Ces résultats ont été comparés aux prédictions théoriques de plusieurs modèles prenant tous en compte une composante de (re)génération. Celles-ci sont en bon accord avec les mesures dans les incertitudes théoriques et expérimentales, bien que des tensions soient observées entre un modèle de transport et les mesures différentielles du R_{AA} en fonction de p_{T} pour l’intervalle en centralité 20-40%, mais aussi avec les mesures du r_{AA} en fonction de la centralité.

Une partie de ces résultats à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV a déjà été publiée [5]. Un autre papier est en ce moment en préparation contenant les études différentielles présentées dans le dernier chapitre. Ces nouvelles mesures renforcent l’idée d’une compétition entre le mécanisme de suppression primordial des charmonia par la formation d’un plasma de quarks et de gluons (dominant à haut p_{T}) et de (re)génération (dominant à bas p_{T}), ce dernier effet ayant lieu soit au sein du PQG ou lors de l’hadronisation. Elles sont de surcroît suffisamment précises pour contraindre les modèles théoriques et tester leur capacité prédictive. Pour améliorer notre compréhension de la production du J/ψ dans les collisions Pb–Pb, la section efficace de production $\sigma_{c\bar{c}}$, ingrédient essentiel à tous les modèles et l’une des principales sources d’incertitudes pour beaucoup d’entre eux, reste un des éléments clés qui devra être mesurée par les futures prises des données. Comme nous avons pu le voir, sa valeur diffère d’un modèle à l’autre, et les mesures expérimentales ne sont pas, à l’heure actuelle, suffisamment contraignantes. De plus, cela permettrait de se concentrer sur l’étude d’autres paramètres des modèles, sensibles aux propriétés du PQG et de son évolution (température de (re)génération des J/ψ , caractéristique hydrodynamique du plasma ...). Dans cette optique, une possibilité serait d’étudier la dépendance en rapidité du R_{AA} en fonction de la section efficace $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$ théorique normalisée au volume du PQG au moment de l’hadronisation. Les prédictions théoriques étant pour la majorité corrélées, cela pourrait permettre de mieux comparer les modèles, mais aussi de mieux comprendre la dépendance du R_{AA} avec le mécanisme de (re)combinaison. Enfin, rappelons que pour le moment le J/ψ est le seul état charmonia à avoir été mesuré dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Nous nous attendons à ce que la mesure des autres états charmonia ($\psi(2S)$, χ_c ...) permettra d’augmenter les contraintes sur les propriétés du PQG et sa compréhension.

5.1 Références

- [1] Antcheva, I. and others, Comput. Phys. Commun. **180**, 2499 (2009), arXiv :1508.07749. [141](#)
- [2] Carminati, F. and Morsch, and others, eConf **C0303241**, TUMT004 (2003), arXiv :physics/0306092. [141](#)
- [3] ALICE, S. Acharya *et al.*, (2017), arXiv :1702.00557. [141](#)
- [4] ALICE, J. Adam *et al.*, (2015), arXiv :1506.08804. [142](#)
- [5] ALICE, J. Adam *et al.*, Phys. Lett. **B766**, 212 (2017), arXiv :1606.08197. [142](#)

A.1 Extraction du signal

A.1.1 Dépendance en p_T

p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$2.5 < y < 4$	
0.3-8	$8375 \pm 121 \pm 286$
0-8	$8495 \pm 122 \pm 276$
0.3-12	$8540 \pm 124 \pm 283$
0-12	$8649 \pm 123 \pm 297$
0-2	$4016 \pm 89 \pm 147$
0.3-2	$3885 \pm 86 \pm 142$
2-5	$3796 \pm 84 \pm 135$
5-8	$733 \pm 34 \pm 22$
8-12	$140 \pm 15 \pm 4$

p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$2.5 < y < 4$	
0-1	$1465 \pm 54 \pm 63$
0.3-1	$1342 \pm 52 \pm 59$
1-2	$2537 \pm 67 \pm 88$
2-3	$1943 \pm 59 \pm 56$
3-4	$1208 \pm 45 \pm 38$
4-5	$620 \pm 34 \pm 33$
5-6	$394 \pm 23 \pm 12$
6-7	$218 \pm 18 \pm 6$
7-8	$114 \pm 13 \pm 3$
8-9	$60 \pm 10 \pm 3$
9-10	$50 \pm 9 \pm 5$
10-12	$32 \pm 7 \pm 1$

TABLEAU A.1 – Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T .

p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
	$2.5 < y < 3.25$	$3.25 < y < 4$
0-1	$791 \pm 47 \pm 38$	$682 \pm 36 \pm 26$
0.3-1	$743 \pm 40 \pm 37$	$604 \pm 34 \pm 24$
1-2	$1315 \pm 50 \pm 46$	$1232 \pm 46 \pm 40$
2-3	$1090 \pm 45 \pm 33$	$866 \pm 41 \pm 27$
3-4	$695 \pm 33 \pm 29$	$524 \pm 31 \pm 19$
4-5	$369 \pm 25 \pm 14$	$250 \pm 21 \pm 11$
5-6	$220 \pm 18 \pm 7$	$176 \pm 15 \pm 7$
6-8	$225 \pm 19 \pm 6$	$106 \pm 14 \pm 5$
8-12	$77 \pm 11 \pm 2$	$59 \pm 9 \pm 3$

TABLEAU A.2 – Nombre de J/ψ obtenus dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l'impulsion transverse p_T .

A.1.2 Dépendance en y

y	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
	$0 < p_T < 12$ GeV/c	$0.3 < p_T < 12$ GeV/c
3.75-4.00	$424 \pm 28 \pm 18$	$415 \pm 29 \pm 20$
3.50-3.75	$1359 \pm 47 \pm 35$	$1331 \pm 48 \pm 43$
3.25-3.50	$2113 \pm 60 \pm 60$	$2084 \pm 61 \pm 67$
3.00-3.25	$2330 \pm 65 \pm 74$	$2314 \pm 64 \pm 82$
2.75-3.00	$1870 \pm 59 \pm 67$	$1852 \pm 58 \pm 62$
2.50-2.75	$582 \pm 33 \pm 30$	$581 \pm 34 \pm 30$
3.50-4.00	$1778 \pm 58 \pm 67$	$1748 \pm 55 \pm 66$
3.00-3.50	$4444 \pm 91 \pm 138$	$4375 \pm 87 \pm 134$
2.50-3.00	$2467 \pm 68 \pm 92$	$2434 \pm 67 \pm 91$

TABLEAU A.3 – Nombres de J/ψ obtenues dans deux intervalles en impulsion transverse ($p_T < 12$ GeV/c et $0.3 < p_T < 12$ GeV/c) en fonction de y .

A.2 Acceptance-efficacité

A.2.1 Dépendance en p_T

p_T (GeV/c)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$	p_T (GeV/c)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$
$2.5 < y < 4$		$2.5 < y < 4$	
0.3-8	0.2417 ± 0.0003	0-1	0.2368 ± 0.0006
0-8	0.2416 ± 0.0003	0.3-1	0.2366 ± 0.0007
0.3-12	0.2449 ± 0.0003	1-2	0.2276 ± 0.0004
0-12	0.2435 ± 0.0003	2-3	0.2265 ± 0.0005
0-2	0.2307 ± 0.0004	3-4	0.2450 ± 0.0007
0.3-2	0.2304 ± 0.0004	4-5	0.2834 ± 0.0011
2-5	0.2410 ± 0.0004	5-6	0.3270 ± 0.0016
5-8	0.3513 ± 0.0012	6-7	0.3697 ± 0.0023
8-12	0.4603 ± 0.0030	7-8	0.4112 ± 0.0033
		8-9	0.4383 ± 0.0046
		9-10	0.4670 ± 0.0061
		10-12	0.4963 ± 0.0064

TABLEAU A.4 – Acceptance-efficacité des J/ψ obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T .

p_T (GeV/c)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$	
	$2.5 < y < 3.25$	$3.25 < y < 4$
0-1	0.2218 ± 0.0008	0.2581 ± 0.0010
0.3-1	0.2219 ± 0.0008	0.2576 ± 0.0011
1-2	0.2141 ± 0.0006	0.2466 ± 0.0007
2-3	0.2140 ± 0.0006	0.2441 ± 0.0008
3-4	0.2336 ± 0.0009	0.2613 ± 0.0011
4-5	0.2706 ± 0.0013	0.3016 ± 0.0016
5-6	0.3152 ± 0.0020	0.3432 ± 0.0024
6-8	0.3739 ± 0.0023	0.3971 ± 0.0028
8-12	0.4542 ± 0.0040	0.4687 ± 0.0047

TABLEAU A.5 – Acceptance-efficacité des J/ψ obtenues dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l'impulsion transverse p_T .

A.2.2 Dépendance en y

y	$A\epsilon \pm \text{stat.}$	
	$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$
3.75-4.00	0.1062 ± 0.0005	0.1065 ± 0.0005
3.50-3.75	0.2772 ± 0.0007	0.2776 ± 0.0007
3.25-3.50	0.3662 ± 0.0007	0.3657 ± 0.0007
3.00-3.25	0.3688 ± 0.0007	0.3687 ± 0.0007
2.75-3.00	0.2717 ± 0.0006	0.2722 ± 0.0006
2.50-2.75	0.0800 ± 0.0003	0.0801 ± 0.0004
3.50-4.00	0.1718 ± 0.0004	0.1723 ± 0.0004
3.00-3.50	0.3670 ± 0.0005	0.3673 ± 0.0005
2.50-3.00	0.1987 ± 0.0005	0.1993 ± 0.0005

TABLEAU A.6 – Acceptance-efficacité des J/ψ obtenues dans deux intervalles en impulsion transverse ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$ et $0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$) en fonction de y .

A.2.3 Incertitude systématique associée aux fonctions de générations

Dépendance en p_T

p_T (GeV/c)	syst.
$2.5 < y < 4$	
0-12	2%
0-2	1.5 %
2-5	1.5 %
5-8	1.3 %
8-12	1.0 %

p_T (GeV/c)	syst.
$2.5 < y < 4$	
0-1	1.5%
1-2	1.5%
2-3	1.5%
3-4	1.4%
4-5	1.3%
5-6	1.2%
6-7	1.0%
7-8	1.0%
8-9	1.0%
9-10	0.7%
10-12	0.9%

TABLEAU A.7 – Incertitudes systématiques associées aux fonctions de générations obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T .

p_T (GeV/c)	syst.
$2.5 < y < 3.25 \parallel 3.25 < y < 4$	
0-1	3%
1-2	3%
2-3	3%
3-4	3%
4-5	3%
5-6	3%
6-8	3%
8-12	3%

TABLEAU A.8 – Incertitudes systématiques associées aux fonctions de générations obtenues dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l'impulsion transverse p_T .

Dépendance en y

y	syst.
$p_T < 12 \text{ GeV}/c$	
3.75-4.00	2.5%
3.50-3.75	1.0%
3.25-3.50	0.5%
3.00-3.25	0.5%
2.75-3.00	1.0%
2.50-2.75	2.5%

TABLEAU A.9 – Incertitudes systématiques associées aux fonctions de générations obtenues, pour $p_T < 12 \text{ GeV}/c$, en fonction de y .

A.2.4 Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR

A.2.5 Dépendance en p_T

p_T (GeV/c)	syst.
$2.5 < y < 4$	
0-12	1%
0-2	0.9 %
2-5	1.0 %
5-8	0.5 %
8-12	0.3 %

p_T (GeV/c)	syst.
$2.5 < y < 4$	
0-1	0.8%
1-2	1.0%
2-3	1.0%
3-4	0.9%
4-5	0.7%
5-6	0.6%
6-7	0.4%
7-8	0.4%
8-9	0.3%
9-10	0.2%
10-12	0.2%

TABLEAU A.10 – Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR dans les collisions pp obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T .

p_T (GeV/c)	syst.	
	$2.5 < y < 3.25$	$3.25 < y < 4$
0-1	1.0%	0.5%
1-2	1.3%	0.7%
2-3	1.1%	0.9%
3-4	0.9%	0.8%
4-5	0.7%	0.6%
5-6	0.5%	0.5%
6-8	0.4%	0.4%
8-12	0.3%	0.3%

TABLEAU A.11 – Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR dans les collisions pp obtenues dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l'impulsion transverse p_T .

A.2.6 Dépendance en y

y	syst.
$p_T < 12 \text{ GeV}/c$	
3.75-4.00	0.2%
3.50-3.75	0.6%
3.25-3.50	0.8%
3.00-3.25	0.8%
2.75-3.00	1.0%
2.50-2.75	1.7%

y	syst.
$p_T < 12 \text{ GeV}/c$	
2.50-3.00	1.3 %
3.00-3.50	0.8 %
3.50-4.00	0.6 %

TABLEAU A.12 – Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR dans les collisions pp obtenues pour $p_T < 12 \text{ GeV}/c$, en fonction de y .

A.3 Section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$

A.3.1 Dépendance en p_T

p_T (GeV/c)	$\frac{d^2\sigma_{J/\psi}^{pp}}{dp_T dy} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} (\mu\text{b})$
0-1	$0.6509 \pm 0.0238 \pm 0.0331$
0.3-1	$0.8529 \pm 0.0333 \pm 0.0439$
1-2	$1.1731 \pm 0.0311 \pm 0.0517$
2-3	$0.9033 \pm 0.0273 \pm 0.0361$
3-4	$0.5192 \pm 0.0193 \pm 0.0213$
4-5	$0.2304 \pm 0.0126 \pm 0.0134$
5-6	$0.1268 \pm 0.0076 \pm 0.0049$
6-7	$0.0621 \pm 0.0051 \pm 0.0022$
7-8	$0.0291 \pm 0.0033 \pm 0.0009$
8-9	$0.0144 \pm 0.0024 \pm 0.0007$
9-10	$0.0112 \pm 0.0020 \pm 0.0011$
10-12	$0.0034 \pm 0.0007 \pm 0.00009$
0-2	$0.9161 \pm 0.0202 \pm 0.0418$
0.3-2	$1.0439 \pm 0.0232 \pm 0.0477$
2-5	$0.5527 \pm 0.0122 \pm 0.0248$
5-8	$0.0732 \pm 0.0034 \pm 0.0028$
8-12	$0.0080 \pm 0.0008 \pm 0.0003$

TABLEAU A.13 – Section efficace différentielle du J/ψ versus p_T . Une incertitude globale de 2.16% affecte toutes les valeurs.

p_T (GeV/c)	$\frac{d^2\sigma_{J/\psi}^{pp}}{dp_T dy} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} (\mu\text{b})$	
	$2.5 < y < 3.25$	$3.25 < y < 4$
0-1	$0.7506 \pm 0.0447 \pm 0.0461$	$0.5561 \pm 0.0292 \pm 0.0297$
0.3-1	$1.0076 \pm 0.0548 \pm 0.0627$	$0.7051 \pm 0.0395 \pm 0.0379$
1-2	$1.2930 \pm 0.0494 \pm 0.0674$	$1.0520 \pm 0.0396 \pm 0.0521$
2-3	$1.0717 \pm 0.0445 \pm 0.0522$	$0.7466 \pm 0.0354 \pm 0.0364$
3-4	$0.6259 \pm 0.0301 \pm 0.0353$	$0.4223 \pm 0.0252 \pm 0.0217$
4-5	$0.2874 \pm 0.0196 \pm 0.0154$	$0.1746 \pm 0.0144 \pm 0.0101$
5-6	$0.1472 \pm 0.0117 \pm 0.0071$	$0.1082 \pm 0.0095 \pm 0.0061$
6-8	$0.0634 \pm 0.0052 \pm 0.0029$	$0.0280 \pm 0.0038 \pm 0.0017$
8-12	$0.0089 \pm 0.0013 \pm 0.0004$	$0.0067 \pm 0.0010 \pm 0.0004$

TABLEAU A.14 – Section efficace différentielle du J/ψ versus p_T dans deux intervalles en rapidité. Une incertitude globale de 2.16% affecte toutes les valeurs.

A.3.2 Dépendance en y

y	$\frac{d^2\sigma_{J/\psi}^{pp}}{dy} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} (\mu\text{b})$	
	$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$
4.00-3.75	$2.5189 \pm 0.1649 \pm 0.1318$	$2.4597 \pm 0.1725 \pm 0.1420$
3.75-3.50	$3.0971 \pm 0.1069 \pm 0.1083$	$3.0293 \pm 0.1104 \pm 0.1210$
3.50-3.25	$3.6434 \pm 0.1038 \pm 0.1322$	$3.6001 \pm 0.1061 \pm 0.1420$
3.25-3.00	$3.9892 \pm 0.1120 \pm 0.1553$	$3.9622 \pm 0.1102 \pm 0.1670$
3.00-2.75	$4.3461 \pm 0.1361 \pm 0.2014$	$4.2972 \pm 0.1340 \pm 0.1912$
2.75-2.50	$4.5941 \pm 0.2640 \pm 0.2943$	$4.5775 \pm 0.2661 \pm 0.2881$
2.50-3.00	$4.5346 \pm 0.1247 \pm 0.2437$	$4.4589 \pm 0.1234 \pm 0.2327$
3.00-3.50	$3.8238 \pm 0.0787 \pm 0.1469$	$3.7622 \pm 0.0747 \pm 0.1472$
3.50-4.00	$2.8266 \pm 0.0914 \pm 0.1488$	$2.7693 \pm 0.0876 \pm 0.1234$

TABLEAU A.15 – Section efficace différentielle du J/ψ versus y . Une incertitude globale de 2.16% affecte toutes les valeurs

B.1 Extraction du Signal

B.1.1 Dépendance en centralité

Intégré en p_T et y

cent (%)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
	$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$
0-90	$277787 \pm 2649 \pm 4666$	$269995 \pm 2570 \pm 4284$
0-10	$108070 \pm 1801 \pm 1996$	$105482 \pm 1763 \pm 2026$
10-20	$69808 \pm 1168 \pm 1161$	$68195 \pm 1201 \pm 1178$
20-30	$45007 \pm 822 \pm 728$	$43966 \pm 790 \pm 707$
30-40	$24876 \pm 491 \pm 630$	$24221 \pm 484 \pm 590$
40-50	$15010 \pm 321 \pm 281$	$14443 \pm 317 \pm 276$
50-60	$7895 \pm 190 \pm 147$	$7425 \pm 180 \pm 139$
60-70	$4112 \pm 105 \pm 71$	$3748 \pm 103 \pm 66$
70-80	$2042 \pm 66 \pm 34$	$1742 \pm 61 \pm 29$
80-90	$932 \pm 37 \pm 15$	$672 \pm 32 \pm 12$

TABLEAU B.1 – Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour $p_T < 12 \text{ GeV}/c$.

cent (%)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
	$0 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$
0-90	$273006 \pm 2453 \pm 4902$	$266515 \pm 2643 \pm 4879$
0-10	$106893 \pm 1796 \pm 1969$	$104304 \pm 1739 \pm 1999$
10-20	$68813 \pm 1143 \pm 1226$	$67311 \pm 1187 \pm 1094$
20-30	$44312 \pm 808 \pm 717$	$43265 \pm 799 \pm 701$
30-40	$24419 \pm 491 \pm 609$	$23775 \pm 481 \pm 581$
40-50	$14697 \pm 319 \pm 283$	$14128 \pm 313 \pm 272$
50-60	$7726 \pm 188 \pm 142$	$7256 \pm 180 \pm 137$
60-70	$4037 \pm 104 \pm 71$	$3672 \pm 101 \pm 65$
70-80	$2001 \pm 66 \pm 34$	$1701 \pm 61 \pm 28$
80-90	$917 \pm 37 \pm 16$	$660 \pm 32 \pm 11$

TABLEAU B.2 – Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour $p_T < 8 \text{ GeV}/c$.

cent (%)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	cent (%)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$2.5 < y < 4, p_T < 8 \text{ GeV}/c$		$2.5 < y < 4, p_T < 8 \text{ GeV}/c$	
0-2	$26506 \pm 935 \pm 636$	30-35	$14062 \pm 385 \pm 400$
2-4	$23564 \pm 851 \pm 545$	35-40	$10824 \pm 305 \pm 221$
4-6	$21871 \pm 802 \pm 372$	40-45	$8550 \pm 253 \pm 164$
6-8	$18565 \pm 674 \pm 402$	45-50	$6458 \pm 194 \pm 125$
8-10	$17866 \pm 622 \pm 415$	50-55	$4552 \pm 149 \pm 96$
10-12	$17143 \pm 631 \pm 391$	55-60	$3355 \pm 111 \pm 56$
12-15	$22037 \pm 697 \pm 387$	60-65	$2398 \pm 81 \pm 43$
15-18	$19337 \pm 631 \pm 412$	65-70	$1710 \pm 65 \pm 35$
18-21	$17621 \pm 538 \pm 431$	70-75	$1198 \pm 53 \pm 22$
21-24	$15074 \pm 510 \pm 300$	75-80	$848 \pm 41 \pm 16$
24-27	$13163 \pm 417 \pm 208$	80-85	$572 \pm 29 \pm 10$
27-30	$10922 \pm 354 \pm 214$	85-90	$351 \pm 22 \pm 7$

TABLEAU B.3 – Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ pour des intervalles plus fins en fonction de la centralité et pour $p_T < 8 \text{ GeV}/c$.

Intégré en y pour différents intervalles en p_T

cent (%)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
	$0 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$
0-10	$56901 \pm 1508 \pm 1115$	$54593 \pm 1420 \pm 1137$
10-20	$35101 \pm 1143 \pm 699$	$33492 \pm 1074 \pm 664$
20-30	$21654 \pm 736 \pm 363$	$20666 \pm 662 \pm 364$
30-40	$10814 \pm 444 \pm 214$	$10192 \pm 434 \pm 196$
40-50	$6673 \pm 282 \pm 153$	$6099 \pm 268 \pm 153$
50-60	$3569 \pm 153 \pm 97$	$3084 \pm 147 \pm 71$
60-90	$3505 \pm 104 \pm 57$	$2576 \pm 100 \pm 53$

TABLEAU B.4 – Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour deux intervalles en p_T .

cent (%)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$		
	$2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$	$5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$	$8 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$
0-10	$43119 \pm 854 \pm 1011$	$6060 \pm 232 \pm 93$	$1194 \pm 84 \pm 21$
10-20	$28649 \pm 637 \pm 671$	$4803 \pm 181 \pm 64$	$898 \pm 62 \pm 31$
20-30	$18941 \pm 416 \pm 425$	$3345 \pm 127 \pm 49$	$681 \pm 46 \pm 13$
30-40	$10826 \pm 282 \pm 240$	$2367 \pm 97 \pm 34$	$448 \pm 37 \pm 10$
40-50	$6469 \pm 182 \pm 160$	$1436 \pm 57 \pm 16$	$315 \pm 24 \pm 8$
50-60	$3411 \pm 102 \pm 60$	$796 \pm 45 \pm 18$	$168 \pm 19 \pm 2$
60-90	$2798 \pm 78 \pm 51$	$631 \pm 31 \pm 9$	$132 \pm 15 \pm 3$

TABLEAU B.5 – Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en p_T .**Intégré en p_T pour différents intervalles en y**

cent (%)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$		
	$2.5 < y < 3$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$
0-10	$31942 \pm 976 \pm 806$	$53978 \pm 1226 \pm 1227$	$21425 \pm 634 \pm 506$
10-20	$19116 \pm 731 \pm 481$	$36944 \pm 892 \pm 618$	$13347 \pm 441 \pm 342$
20-30	$13284 \pm 485 \pm 489$	$22471 \pm 613 \pm 355$	$8634 \pm 295 \pm 167$
30-40	$6922 \pm 288 \pm 230$	$12729 \pm 359 \pm 211$	$4790 \pm 174 \pm 143$
40-50	$4091 \pm 177 \pm 123$	$7727 \pm 240 \pm 192$	$3007 \pm 117 \pm 89$
50-60	$2281 \pm 102 \pm 79$	$3968 \pm 136 \pm 59$	$1616 \pm 84 \pm 44$
60-90	$1922 \pm 72 \pm 44$	$3578 \pm 94 \pm 59$	$1509 \pm 56 \pm 36$

TABLEAU B.6 – Nombre de J/ψ obtenus pour $0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en y .

cent (%)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$		
	$2.5 < y < 3$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$
0-10	$31396 \pm 955 \pm 827$	$52558 \pm 1281 \pm 1068$	$20952 \pm 589 \pm 565$
10-20	$19002 \pm 711 \pm 568$	$35894 \pm 896 \pm 509$	$12883 \pm 438 \pm 296$
20-30	$13077 \pm 467 \pm 360$	$21990 \pm 580 \pm 416$	$8409 \pm 288 \pm 199$
30-40	$6730 \pm 273 \pm 186$	$12354 \pm 356 \pm 217$	$4710 \pm 178 \pm 149$
40-50	$3978 \pm 173 \pm 97$	$7437 \pm 221 \pm 186$	$2917 \pm 120 \pm 94$
50-60	$2152 \pm 99 \pm 71$	$3720 \pm 133 \pm 56$	$1543 \pm 80 \pm 33$
60-90	$1663 \pm 67 \pm 40$	$3090 \pm 87 \pm 53$	$1380 \pm 56 \pm 28$

TABLEAU B.7 – Nombre de J/ψ obtenus pour $0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en y .

B.1.2 Dépendance en p_T

Intégré en y

p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
	cent 0-90%	cent 0-20%
0-1	$56178 \pm 1467 \pm 1148$	$36836 \pm 1292 \pm 760$
1-2	$82293 \pm 1410 \pm 1378$	$55865 \pm 1256 \pm 1022$
2-3	$60165 \pm 988 \pm 1165$	$39081 \pm 932 \pm 769$
3-4	$34873 \pm 605 \pm 814$	$21576 \pm 540 \pm 451$
4-5	$19303 \pm 408 \pm 312$	$11227 \pm 365 \pm 210$
5-6	$10790 \pm 266 \pm 138$	$6299 \pm 242 \pm 77$
6-8	$8895 \pm 204 \pm 150$	$4672 \pm 167 \pm 78$
6-7	$5823 \pm 169 \pm 57$	$3157 \pm 129 \pm 69$
7-8	$2984 \pm 127 \pm 45$	$1527 \pm 105 \pm 28$
8-9	$1843 \pm 82 \pm 51$	$998 \pm 71 \pm 28$
9-10	$1040 \pm 66 \pm 21$	$550 \pm 56 \pm 15$
10-12	$937 \pm 62 \pm 19$	$542 \pm 45 \pm 17$

TABLEAU B.8 – Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (0-90% et 0-20%).

p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
	cent 20-40%	cent 40-90%
0-1	$13375 \pm 606 \pm 256$	$6122 \pm 225 \pm 126$
0.3-1	$11649 \pm 565 \pm 241$	$4155 \pm 206 \pm 104$
1-2	$19233 \pm 622 \pm 375$	$7563 \pm 240 \pm 186$
2-3	$14947 \pm 402 \pm 468$	$6045 \pm 171 \pm 138$
3-4	$9292 \pm 250 \pm 166$	$4008 \pm 109 \pm 112$
4-5	$5431 \pm 170 \pm 182$	$2509 \pm 82 \pm 43$
5-6	$2958 \pm 125 \pm 36$	$1475 \pm 59 \pm 19$
6-7	$1825 \pm 92 \pm 47$	$869 \pm 42 \pm 11$
7-8	$971 \pm 61 \pm 26$	$525 \pm 29 \pm 6$
8-12	$1119 \pm 58 \pm 15$	$611 \pm 34 \pm 6$

TABLEAU B.9 – Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (20-40% et 40-90%).

Deux intervalles en y

p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$		
	cent 0-20%	cent 20-40%	cent 40-90%
0-1	$19303 \pm 991 \pm 486$	$7417 \pm 520 \pm 194$	$3112 \pm 179 \pm 61$
0.3-1	$17338 \pm 926 \pm 446$	$6494 \pm 485 \pm 129$	$2053 \pm 148 \pm 50$
1-2	$31133 \pm 1030 \pm 674$	$10475 \pm 456 \pm 331$	$4084 \pm 174 \pm 98$
2-3	$21798 \pm 679 \pm 525$	$8087 \pm 298 \pm 230$	$3217 \pm 121 \pm 89$
3-4	$12895 \pm 417 \pm 397$	$5404 \pm 195 \pm 155$	$2261 \pm 82 \pm 62$
4-5	$6773 \pm 297 \pm 180$	$3316 \pm 130 \pm 62$	$1436 \pm 62 \pm 31$
5-6	$3755 \pm 181 \pm 70$	$1764 \pm 96 \pm 27$	$890 \pm 45 \pm 12$
6-8	$2756 \pm 129 \pm 47$	$1613 \pm 85 \pm 42$	$814 \pm 41 \pm 6$
8-12	$1336 \pm 76 \pm 11$	$701 \pm 43 \pm 8$	$400 \pm 27 \pm 2$

TABLEAU B.10 – Nombre de J/ψ obtenus dans l'intervalle $2.5 < y < 3.25$ et pour trois intervalles centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T .

p_T (GeV/c)	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$		
	cent 0-20%	cent 20-40%	cent 40-90%
0-1	$17050 \pm 722 \pm 606$	$5812 \pm 325 \pm 102$	$3018 \pm 152 \pm 49$
0.3-1	$15117 \pm 692 \pm 575$	$5080 \pm 310 \pm 114$	$2142 \pm 145 \pm 33$
1-2	$24586 \pm 798 \pm 573$	$8894 \pm 342 \pm 186$	$3430 \pm 143 \pm 96$
2-3	$17116 \pm 507 \pm 324$	$6790 \pm 241 \pm 172$	$2834 \pm 112 \pm 56$
3-4	$8699 \pm 368 \pm 185$	$3884 \pm 153 \pm 72$	$1730 \pm 71 \pm 59$
4-5	$4590 \pm 234 \pm 113$	$2264 \pm 96 \pm 37$	$1082 \pm 55 \pm 24$
5-6	$2483 \pm 136 \pm 51$	$1213 \pm 74 \pm 25$	$576 \pm 35 \pm 12$
6-8	$1944 \pm 89 \pm 42$	$1249 \pm 80 \pm 19$	$573 \pm 31 \pm 9$
8-12	$727 \pm 63 \pm 14$	$442 \pm 37 \pm 6$	$206 \pm 23 \pm 5$

TABLEAU B.11 – Nombre de J/ψ obtenus dans l'intervalle $3.25 < y < 4$ et pour trois intervalles en centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T .

B.1.3 Dépendance en y

y	$N_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$			
	cent 0-90%	cent 0-20%	cent 20-40%	cent 40-90%
3.75-4.00	$12213 \pm 371 \pm 379$	$7486 \pm 323 \pm 250$	$3245 \pm 169 \pm 111$	$1413 \pm 59 \pm 43$
3.50-3.75	$41995 \pm 765 \pm 659$	$27130 \pm 729 \pm 464$	$10127 \pm 299 \pm 193$	$4728 \pm 136 \pm 95$
3.25-3.50	$66497 \pm 1191 \pm 1231$	$42698 \pm 1100 \pm 644$	$16414 \pm 442 \pm 351$	$7263 \pm 199 \pm 126$
3.00-3.25	$76310 \pm 1343 \pm 1366$	$50347 \pm 1260 \pm 1059$	$18638 \pm 524 \pm 378$	$7998 \pm 210 \pm 178$
2.75-3.00	$60195 \pm 1191 \pm 1343$	$38988 \pm 1041 \pm 902$	$15195 \pm 461 \pm 439$	$6307 \pm 189 \pm 154$
2.50-2.75	$18837 \pm 743 \pm 830$	$12029 \pm 648 \pm 600$	$4906 \pm 296 \pm 150$	$2023 \pm 103 \pm 74$

TABLEAU B.12 – Nombres de J/ψ obtenus pour $p_T < 12$ GeV/c et quatres intervalles en centralité en fonction de y .

B.2 Acceptance-efficacité

B.2.1 Dépendance en centralité

Intégré en p_T et y

cent (%)	$A\varepsilon \pm \text{stat.}$	
	$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$
0-90	0.13487 ± 0.00018	0.1367 ± 0.0001
0-10	0.1305 ± 0.0004	0.1301 ± 0.0004
10-20	0.1361 ± 0.0004	0.1359 ± 0.0004
20-30	0.1408 ± 0.0004	0.1406 ± 0.0004
30-40	0.1446 ± 0.0004	0.1444 ± 0.0004
40-50	0.1467 ± 0.0004	0.1465 ± 0.0004
50-60	0.1475 ± 0.0004	0.1474 ± 0.0004
60-70	0.1483 ± 0.0002	0.1482 ± 0.0002
70-80	0.1488 ± 0.0002	0.1487 ± 0.0002
80-90	0.1489 ± 0.0002	0.1488 ± 0.0002

TABLEAU B.13 – Acceptance-efficacité pour différentes centralités pour $2.5 < y < 4$ et $p_T < 12 \text{ GeV}/c$.

cent (%)	$A\varepsilon \pm \text{stat.}$	
	$0 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$
0-90	0.1352 ± 0.0001	0.1349 ± 0.0001
0-10	0.1292 ± 0.0002	0.1289 ± 0.0002
10-20	0.1354 ± 0.0002	0.1351 ± 0.0003
20-30	0.1382 ± 0.0003	0.1380 ± 0.0003
30-40	0.1446 ± 0.0003	0.1445 ± 0.0003
40-50	0.1456 ± 0.0003	0.1455 ± 0.0003
50-60	0.1465 ± 0.0003	0.1463 ± 0.0003
60-70	0.1474 ± 0.0003	0.1474 ± 0.0003
70-80	0.1486 ± 0.0003	0.1485 ± 0.0003
80-90	0.1486 ± 0.0003	0.1484 ± 0.0003

TABLEAU B.14 – Acceptance-efficacité pour différentes centralités pour $2.5 < y < 4$ et $p_T < 8 \text{ GeV}/c$.

cent (%)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$	cent (%)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$
$2.5 < y < 4, p_T < 8 \text{ GeV}/c$		$2.5 < y < 4, p_T < 8 \text{ GeV}/c$	
0-2	0.1267 ± 0.0004	30-35	0.1416 ± 0.0004
2-4	0.1281 ± 0.0004	35-40	0.1429 ± 0.0004
4-6	0.1294 ± 0.0004	40-45	0.1439 ± 0.0004
6-8	0.1306 ± 0.0004	45-50	0.1447 ± 0.0004
8-10	0.1318 ± 0.0004	50-55	0.1453 ± 0.0004
10-12	0.1330 ± 0.0004	55-60	0.1458 ± 0.0004
12-15	0.1343 ± 0.0004	60-65	0.1461 ± 0.0004
15-18	0.1358 ± 0.0004	65-70	0.1464 ± 0.0004
18-21	0.1371 ± 0.0004	70-75	0.1465 ± 0.0004
21-24	0.1383 ± 0.0004	75-80	0.1467 ± 0.0004
24-27	0.1395 ± 0.0004	80-85	0.1468 ± 0.0004
27-30	0.1405 ± 0.0004	85-90	0.1469 ± 0.0004

TABLEAU B.15 – Acceptance-efficacité pour différentes centralités, pour $2.5 < y < 4$, pour $p_T < 8 \text{ GeV}/c$.

Intégré en y pour différents intervalles en p_T

cent (%)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$	
	$0 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$
0-10	0.1210 ± 0.0003	0.1200 ± 0.0003
10-20	0.1249 ± 0.0003	0.1239 ± 0.0003
20-30	0.1258 ± 0.0003	0.1250 ± 0.0003
30-40	0.1294 ± 0.0003	0.1285 ± 0.0003
40-50	0.1293 ± 0.0003	0.1285 ± 0.0003
50-60	0.1302 ± 0.0003	0.1293 ± 0.0003
60-90	0.1317 ± 0.0002	0.1308 ± 0.0002

TABLEAU B.16 – Acceptance-efficacité obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour deux intervalles en p_T .

cent (%)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$		
	$2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$	$5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$	$8 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$
0-10	0.1314 ± 0.0004	0.2558 ± 0.0018	0.3677 ± 0.0058
10-20	0.1375 ± 0.0004	0.2611 ± 0.0018	0.3683 ± 0.0058
20-30	0.1405 ± 0.0004	0.2700 ± 0.0018	0.3837 ± 0.0060
30-40	0.1455 ± 0.0004	0.2715 ± 0.0018	0.4093 ± 0.0060
40-50	0.1472 ± 0.0004	0.2788 ± 0.0019	0.4004 ± 0.0060
50-60	0.1460 ± 0.0004	0.2766 ± 0.0019	0.3905 ± 0.0060
60-90	0.1481 ± 0.0002	0.2801 ± 0.0011	0.4015 ± 0.0035

TABLEAU B.17 – Acceptance-efficacité obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en p_T .**Intégré en p_T pour différents intervalles en y**

cent (%)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$		
	$2.5 < y < 3$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$
0-10	0.0876 ± 0.0003	0.2025 ± 0.0005	0.1090 ± 0.0005
10-20	0.0913 ± 0.0003	0.2138 ± 0.0005	0.1136 ± 0.0005
20-30	0.0931 ± 0.0003	0.2187 ± 0.0006	0.1191 ± 0.0005
30-40	0.0978 ± 0.0003	0.2287 ± 0.0006	0.1223 ± 0.0005
40-50	0.0982 ± 0.0003	0.2318 ± 0.0006	0.1239 ± 0.0005
50-60	0.0979 ± 0.0003	0.2334 ± 0.0006	0.1262 ± 0.0005
60-90	0.1007 ± 0.0002	0.2321 ± 0.0003	0.1255 ± 0.0003

TABLEAU B.18 – Acceptance-efficacité obtenues pour $0 < p_T < 12$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en y .

cent (%)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$		
	$2.5 < y < 3$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$
0-10	0.0874 ± 0.0003	0.2018 ± 0.0005	0.1087 ± 0.0005
10-20	0.0912 ± 0.0003	0.2132 ± 0.0006	0.1134 ± 0.0005
20-30	0.0930 ± 0.0003	0.2183 ± 0.0006	0.1190 ± 0.0005
30-40	0.0978 ± 0.0003	0.2284 ± 0.0006	0.1221 ± 0.0005
40-50	0.0982 ± 0.0003	0.2315 ± 0.0006	0.1239 ± 0.0005
50-60	0.0979 ± 0.0003	0.2331 ± 0.0006	0.1260 ± 0.0005
60-90	0.1007 ± 0.0002	0.2318 ± 0.0003	0.1254 ± 0.0003

TABLEAU B.19 – Acceptance-efficacité obtenues pour $0.3 < p_T < 12$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en y .

B.2.2 Dépendance en p_T Intégré en y

p_T (GeV/c)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$	
	cent 0-90%	cent 0-20%
0-1	0.1366 ± 0.0002	0.1343 ± 0.0006
1-2	0.1180 ± 0.0001	0.1165 ± 0.0004
2-3	0.1214 ± 0.0002	0.1198 ± 0.0005
3-4	0.1472 ± 0.0003	0.1456 ± 0.0008
4-5	0.1893 ± 0.0004	0.1865 ± 0.0014
5-6	0.2394 ± 0.0007	0.2358 ± 0.0024
6-7	0.2847 ± 0.0012	0.2801 ± 0.0039
7-8	0.3225 ± 0.0018	0.3158 ± 0.0061
8-9	0.3613 ± 0.0027	0.3544 ± 0.0091
9-10	0.3786 ± 0.0037	0.3800 ± 0.0130
10-12	0.4054 ± 0.0041	0.4042 ± 0.0147

TABLEAU B.20 – Acceptance-efficacité obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (0-90% et 0-20%).

p_T (GeV/c)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$	
	cent 20-40%	cent 40-90%
0-1	0.1407 ± 0.0004	0.1435 ± 0.0003
0.3-1	0.1396 ± 0.0004	0.1421 ± 0.0003
1-2	0.1200 ± 0.0003	0.1234 ± 0.0002
2-3	0.1245 ± 0.0003	0.1289 ± 0.0002
3-4	0.1518 ± 0.0006	0.1544 ± 0.0004
4-5	0.1964 ± 0.0010	0.1997 ± 0.0006
5-6	0.2473 ± 0.0016	0.2527 ± 0.0010
6-7	0.2847 ± 0.0025	0.2987 ± 0.0016
7-8	0.3393 ± 0.0040	0.3398 ± 0.0026
8-12	0.3924 ± 0.0042	0.3980 ± 0.0027

TABLEAU B.21 – Acceptance-efficacité obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (20-40% et 40-90%).

Deux intervalles en y

p_T (GeV/c)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$		
	cent 0-20%	cent 20-40%	cent 40-90%
0-1	0.1213 ± 0.0005	0.1260 ± 0.0005	0.1286 ± 0.0003
0.3-1	0.1196 ± 0.0005	0.1249 ± 0.0005	0.1273 ± 0.0003
1-2	0.1059 ± 0.0003	0.1079 ± 0.0003	0.1115 ± 0.0002
2-3	0.1108 ± 0.0004	0.1150 ± 0.0004	0.1183 ± 0.0003
3-4	0.1364 ± 0.0007	0.1433 ± 0.0007	0.1444 ± 0.0004
4-5	0.1750 ± 0.0011	0.1835 ± 0.0012	0.1904 ± 0.0008
5-6	0.2253 ± 0.0019	0.2366 ± 0.0020	0.2404 ± 0.0013
6-8	0.2833 ± 0.0026	0.2919 ± 0.0027	0.2993 ± 0.0017
8-12	0.3605 ± 0.0051	0.3936 ± 0.0053	0.3958 ± 0.0034

TABLEAU B.22 – Acceptance-efficacité obtenues dans l'intervalle $2.5 < y < 3.25$ et pour trois intervalles en centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T .

p_T (GeV/c)	$A\epsilon \pm \text{stat.}$		
	cent 0-20%	cent 20-40%	cent 40-90%
0-1	0.1546 ± 0.0007	0.1646 ± 0.0007	0.1665 ± 0.0004
0.3-1	0.1528 ± 0.0007	0.1636 ± 0.0007	0.1651 ± 0.0005
1-2	0.1329 ± 0.0005	0.1397 ± 0.0005	0.1418 ± 0.0003
2-3	0.1323 ± 0.0006	0.1399 ± 0.0006	0.1452 ± 0.0004
3-4	0.1572 ± 0.0009	0.1657 ± 0.0009	0.1698 ± 0.0006
4-5	0.2010 ± 0.0016	0.2176 ± 0.0016	0.2142 ± 0.0010
5-6	0.2486 ± 0.0026	0.2650 ± 0.0027	0.2722 ± 0.0017
6-8	0.3073 ± 0.0036	0.3230 ± 0.0037	0.3352 ± 0.0023
8-12	0.3795 ± 0.0069	0.3926 ± 0.0068	0.4049 ± 0.0044

TABLEAU B.23 – Acceptance-efficacité obtenues dans l'intervalle $3.25 < y < 4$ et pour trois intervalles en centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T .

B.2.3 Dépendance en y

y	$A\epsilon \pm \text{stat.}$			
	cent 0-90%	cent 0-20%	cent 20-40%	cent 40-90%
3.75-4.00	0.0601 ± 0.0002	0.0581 ± 0.0004	0.0632 ± 0.0004	0.0660 ± 0.0002
3.50-3.75	0.1596 ± 0.0003	0.1546 ± 0.0005	0.1673 ± 0.0006	0.1745 ± 0.0004
3.25-3.50	0.2137 ± 0.0003	0.2076 ± 0.0006	0.2229 ± 0.0006	0.2329 ± 0.0004
3.00-3.25	0.2123 ± 0.0002	0.2061 ± 0.0005	0.2216 ± 0.0005	0.2318 ± 0.0004
2.75-3.00	0.1487 ± 0.0002	0.1453 ± 0.0004	0.1535 ± 0.0004	0.1602 ± 0.0003
2.50-2.75	0.0411 ± 0.0001	0.0397 ± 0.0002	0.0435 ± 0.0002	0.0444 ± 0.0001

TABLEAU B.24 – Acceptance-efficacité obtenues pour $p_T < 12$ GeV/ c et quatres intervalles en centralité en fonction de y .

B.2.4 Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR

Dépendance en p_T

p_T (GeV/c)	syst.
$2.5 < y < 4$	
0-2	2.2 %
2-5	0.9 %
5-8	0.3 %
8-12	0.0 %
0-1	3.1 %
1-2	1.6 %
2-3	1.1 %
3-4	0.7 %
4-5	0.5 %
5-6	0.3 %
6-7	0.2 %
7-8	0.2 %
8-9	0.0 %
9-10	0.0 %
10-12	0.0 %

TABLEAU B.25 – Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR dans les collisions Pb–Pb obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l’impulsion transverse p_T .

p_T (GeV/c)	syst.	
	$2.5 < y < 3.25$	$3.25 < y < 4$
0-1	3.8 %	2.2 %
1-2	2.1 %	0.9 %
2-3	1.4 %	0.7 %
3-4	0.9 %	0.5 %
4-5	0.5 %	0.4 %
5-6	0.3 %	0.4 %
6-8	0.1 %	0.3 %
8-12	0.0 %	0.0 %

TABLEAU B.26 – Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR obtenues dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l’impulsion transverse p_T .

Dépendance en y

y	syst.
$p_T < 12 \text{ GeV}/c$	
4.00-3.50	0.5 %
3.50-3.00	1.6 %
3.00-2.50	1.9 %
4.00-3.75	0.0 %
3.75-3.50	0.7 %
3.50-3.25	1.3 %
3.25-3.00	1.8 %
3.00-2.75	1.9 %
2.75-2.50	1.9 %

TABLEAU B.27 – Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du [MTR](#) dans les collisions Pb-Pb obtenues pour $p_T < 12 \text{ GeV}/c$, en fonction de y .

B.3 Résultats R_{AA}

B.3.1 Dépendance en centralité

Intégré en p_T et y

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$0 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$	
0-10	$0.644 \pm 0.011 \pm 0.025$
10-20	$0.647 \pm 0.011 \pm 0.024$
20-30	$0.680 \pm 0.012 \pm 0.024$
30-40	$0.625 \pm 0.013 \pm 0.026$
40-50	$0.704 \pm 0.015 \pm 0.030$
50-60	$0.751 \pm 0.018 \pm 0.040$
60-70	$0.877 \pm 0.023 \pm 0.052$
70-80	$1.058 \pm 0.035 \pm 0.071$
80-90	$1.219 \pm 0.050 \pm 0.095$

TABLEAU B.28 – R_{AA} en fonction de la centralité pour $2.5 < y < 4$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.3% affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$2.5 < y < 4, p_T < 8 \text{ GeV}/c$		$2.5 < y < 4, p_T < 8 \text{ GeV}/c$	
0-2	$0.66 \pm 0.02 \pm 0.03$	30-35	$0.63 \pm 0.02 \pm 0.03$
2-4	$0.65 \pm 0.02 \pm 0.03$	35-40	$0.64 \pm 0.02 \pm 0.03$
4-6	$0.66 \pm 0.02 \pm 0.03$	40-45	$0.69 \pm 0.02 \pm 0.03$
6-8	$0.61 \pm 0.02 \pm 0.03$	45-50	$0.73 \pm 0.02 \pm 0.03$
8-10	$0.64 \pm 0.02 \pm 0.03$	50-55	$0.73 \pm 0.02 \pm 0.04$
10-12	$0.67 \pm 0.02 \pm 0.03$	55-60	$0.78 \pm 0.03 \pm 0.04$
12-15	$0.64 \pm 0.02 \pm 0.02$	60-65	$0.85 \pm 0.03 \pm 0.05$
15-18	$0.64 \pm 0.02 \pm 0.03$	65-70	$0.93 \pm 0.04 \pm 0.06$
18-21	$0.67 \pm 0.02 \pm 0.03$	70-75	$1.01 \pm 0.05 \pm 0.07$
21-24	$0.67 \pm 0.02 \pm 0.03$	75-80	$1.16 \pm 0.06 \pm 0.09$
24-27	$0.67 \pm 0.02 \pm 0.02$	80-85	$1.23 \pm 0.06 \pm 0.11$
27-30	$0.65 \pm 0.02 \pm 0.02$	85-90	$1.19 \pm 0.08 \pm 0.13$

TABLEAU B.29 – R_{AA} du J/ψ en fonction de la centralité, pour $2.5 < y < 4$, pour $p_T < 8 \text{ GeV}/c$. Une incertitude global de 7.3% affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$0.3 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$	
0-10	$0.63 \pm 0.01 \pm 0.03$
10-20	$0.64 \pm 0.01 \pm 0.02$
20-30	$0.67 \pm 0.01 \pm 0.02$
30-40	$0.62 \pm 0.01 \pm 0.03$
40-50	$0.69 \pm 0.02 \pm 0.03$
50-60	$0.72 \pm 0.02 \pm 0.04$
60-70	$0.81 \pm 0.02 \pm 0.05$
70-80	$0.92 \pm 0.03 \pm 0.07$
80-90	$0.90 \pm 0.04 \pm 0.09$

cent (%)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$0.3 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$	
0-10	$1.17 \pm 0.04 \pm 0.05$
10-20	$1.15 \pm 0.04 \pm 0.03$
20-30	$1.12 \pm 0.04 \pm 0.02$
30-40	$1.09 \pm 0.05 \pm 0.04$
40-50	$1.17 \pm 0.06 \pm 0.04$
50-60	$1.00 \pm 0.05 \pm 0.04$
60-70	$1.01 \pm 0.06 \pm 0.05$
70-80	$1.18 \pm 0.10 \pm 0.07$
80-90	$1.01 \pm 0.12 \pm 0.09$

TABLEAU B.30 – Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité pour $2.5 < y < 4$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.3% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 17% affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
	$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$
0-10	$0.649 \pm 0.011 \pm 0.025$	$0.635 \pm 0.011 \pm 0.024$
10-20	$0.652 \pm 0.011 \pm 0.024$	$0.638 \pm 0.011 \pm 0.023$
20-30	$0.684 \pm 0.012 \pm 0.024$	$0.669 \pm 0.012 \pm 0.024$
30-40	$0.628 \pm 0.012 \pm 0.026$	$0.612 \pm 0.012 \pm 0.025$
40-50	$0.708 \pm 0.015 \pm 0.030$	$0.682 \pm 0.015 \pm 0.029$
50-60	$0.755 \pm 0.018 \pm 0.040$	$0.710 \pm 0.017 \pm 0.038$
60-70	$0.879 \pm 0.022 \pm 0.052$	$0.801 \pm 0.022 \pm 0.047$
70-80	$1.064 \pm 0.034 \pm 0.071$	$0.907 \pm 0.032 \pm 0.061$
80-90	$1.219 \pm 0.048 \pm 0.095$	$0.879 \pm 0.042 \pm 0.069$

TABLEAU B.31 – R_{AA} en fonction de la centralité pour $2.5 < y < 4$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.6% affecte toutes les valeurs.

Intégré en y pour différents intervalles en p_T

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	cent (%)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$0 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$		$0 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$	
0-10	$0.739 \pm 0.020 \pm 0.029$	0-10	$1.010 \pm 0.054 \pm 0.060$
10-20	$0.723 \pm 0.024 \pm 0.027$	10-20	$0.987 \pm 0.057 \pm 0.043$
20-30	$0.737 \pm 0.025 \pm 0.026$	20-30	$1.031 \pm 0.065 \pm 0.039$
30-40	$0.625 \pm 0.026 \pm 0.024$	30-40	$0.922 \pm 0.066 \pm 0.048$
40-50	$0.727 \pm 0.031 \pm 0.033$	40-50	$1.135 \pm 0.091 \pm 0.062$
50-60	$0.788 \pm 0.034 \pm 0.044$	50-60	$0.939 \pm 0.067 \pm 0.068$
60-90	$1.097 \pm 0.033 \pm 0.069$	60-90	$0.993 \pm 0.065 \pm 0.072$

TABLEAU B.32 – Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité (pour $0. < p_T < 8 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 16.6% affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	cent (%)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$0.3 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$		$0.3 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$	
0-10	$0.738 \pm 0.019 \pm 0.029$	0-10	$0.991 \pm 0.060 \pm 0.059$
10-20	$0.718 \pm 0.023 \pm 0.027$	10-20	$0.975 \pm 0.057 \pm 0.040$
20-30	$0.731 \pm 0.023 \pm 0.026$	20-30	$1.021 \pm 0.063 \pm 0.041$
30-40	$0.612 \pm 0.026 \pm 0.023$	30-40	$0.913 \pm 0.067 \pm 0.041$
40-50	$0.691 \pm 0.030 \pm 0.032$	40-50	$1.116 \pm 0.095 \pm 0.075$
50-60	$0.708 \pm 0.034 \pm 0.039$	50-60	$0.884 \pm 0.069 \pm 0.052$
60-90	$0.838 \pm 0.033 \pm 0.061$	60-90	$0.873 \pm 0.062 \pm 0.056$

TABLEAU B.33 – Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité (pour $0.3 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 16.6% affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	cent (%)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$		$2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$	
0-10	$0.570 \pm 0.011 \pm 0.023$	0-10	$1.341 \pm 0.066 \pm 0.062$
10-20	$0.592 \pm 0.013 \pm 0.024$	10-20	$1.285 \pm 0.060 \pm 0.054$
20-30	$0.638 \pm 0.014 \pm 0.025$	20-30	$1.206 \pm 0.057 \pm 0.049$
30-40	$0.615 \pm 0.016 \pm 0.024$	30-40	$1.235 \pm 0.070 \pm 0.072$
40-50	$0.685 \pm 0.019 \pm 0.031$	40-50	$1.151 \pm 0.066 \pm 0.063$
50-60	$0.742 \pm 0.022 \pm 0.039$	50-60	$1.099 \pm 0.076 \pm 0.070$
60-90	$0.860 \pm 0.024 \pm 0.054$	60-90	$1.191 \pm 0.080 \pm 0.085$

TABLEAU B.34 – Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité (pour $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 6.8% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 15.6% affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	cent (%)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$		$5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$	
0-10	$0.311 \pm 0.012 \pm 0.011$	0-10	$1.110 \pm 0.094 \pm 0.047$
10-20	$0.395 \pm 0.015 \pm 0.014$	10-20	$1.400 \pm 0.144 \pm 0.058$
20-30	$0.443 \pm 0.017 \pm 0.015$	20-30	$1.080 \pm 0.087 \pm 0.038$
30-40	$0.544 \pm 0.022 \pm 0.019$	30-40	$1.007 \pm 0.084 \pm 0.047$
40-50	$0.606 \pm 0.024 \pm 0.024$	40-50	$1.145 \pm 0.124 \pm 0.068$
50-60	$0.691 \pm 0.040 \pm 0.037$	50-60	$1.177 \pm 0.161 \pm 0.077$
60-90	$0.775 \pm 0.039 \pm 0.048$	60-90	$1.204 \pm 0.167 \pm 0.090$

TABLEAU B.35 – Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité (pour $5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.5% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 19.5% affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
$8 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$	
0-10	$0.292 \pm 0.021 \pm 0.011$
10-20	$0.359 \pm 0.025 \pm 0.017$
20-30	$0.435 \pm 0.029 \pm 0.016$
30-40	$0.469 \pm 0.039 \pm 0.019$
40-50	$0.637 \pm 0.049 \pm 0.030$
50-60	$0.711 \pm 0.080 \pm 0.037$
60-90	$0.777 \pm 0.090 \pm 0.052$

TABLEAU B.36 – R_{AA} en fonction de la centralité (pour $8 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 11.6% affecte toutes les valeurs.

Intégré en p_T pour différents intervalles en y

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$		
	$2.5 < y < 3$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$
0-10	$0.695 \pm 0.021 \pm 0.029$	$0.602 \pm 0.014 \pm 0.024$	$0.601 \pm 0.018 \pm 0.025$
10-20	$0.653 \pm 0.025 \pm 0.027$	$0.639 \pm 0.015 \pm 0.023$	$0.587 \pm 0.019 \pm 0.024$
20-30	$0.741 \pm 0.027 \pm 0.036$	$0.632 \pm 0.017 \pm 0.022$	$0.604 \pm 0.021 \pm 0.022$
30-40	$0.641 \pm 0.027 \pm 0.030$	$0.598 \pm 0.017 \pm 0.022$	$0.570 \pm 0.021 \pm 0.025$
40-50	$0.712 \pm 0.031 \pm 0.035$	$0.675 \pm 0.021 \pm 0.031$	$0.665 \pm 0.026 \pm 0.032$
50-60	$0.812 \pm 0.037 \pm 0.049$	$0.703 \pm 0.024 \pm 0.036$	$0.716 \pm 0.037 \pm 0.040$
60-90	$0.953 \pm 0.036 \pm 0.070$	$0.913 \pm 0.024 \pm 0.066$	$0.964 \pm 0.036 \pm 0.071$

TABLEAU B.37 – R_{AA} en fonction de la centralité (pour $0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Des incertitudes globales de 7.7%, 6.5% et 7.6% affecte toutes les valeurs dans les intervalles en rapidité $2.5 < y < 3$, $3 < y < 3.5$ et $3.5 < y < 4$.

cent (%)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$		
	$2.5 < y < 3$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$
0-10	$0.696 \pm 0.021 \pm 0.030$	$0.598 \pm 0.015 \pm 0.023$	$0.601 \pm 0.017 \pm 0.026$
10-20	$0.660 \pm 0.025 \pm 0.029$	$0.633 \pm 0.016 \pm 0.022$	$0.580 \pm 0.020 \pm 0.023$
20-30	$0.742 \pm 0.027 \pm 0.031$	$0.630 \pm 0.017 \pm 0.023$	$0.600 \pm 0.021 \pm 0.024$
30-40	$0.634 \pm 0.026 \pm 0.027$	$0.591 \pm 0.017 \pm 0.022$	$0.572 \pm 0.022 \pm 0.026$
40-50	$0.704 \pm 0.031 \pm 0.032$	$0.662 \pm 0.020 \pm 0.030$	$0.659 \pm 0.027 \pm 0.033$
50-60	$0.779 \pm 0.036 \pm 0.046$	$0.670 \pm 0.024 \pm 0.035$	$0.699 \pm 0.036 \pm 0.038$
60-90	$0.838 \pm 0.034 \pm 0.062$	$0.802 \pm 0.023 \pm 0.058$	$0.900 \pm 0.037 \pm 0.066$

TABLEAU B.38 – R_{AA} en fonction de la centralité (pour $0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Des incertitudes globales de 7.7%, 6.5% et 7.6% affecte toutes les valeurs dans les intervalles en rapidité $2.5 < y < 3$, $3 < y < 3.5$ et $3.5 < y < 4$.

B.3.2 Dépendance en p_T **Intégré en y**

p_T (GeV/c)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 0-90%, $2.5 < y < 4$	
0-1	$0.762 \pm 0.019 \pm 0.063$
1-2	$0.722 \pm 0.012 \pm 0.050$
2-3	$0.658 \pm 0.010 \pm 0.046$
3-4	$0.548 \pm 0.010 \pm 0.040$
4-5	$0.533 \pm 0.012 \pm 0.049$
5-6	$0.425 \pm 0.011 \pm 0.035$
6-7	$0.394 \pm 0.012 \pm 0.039$
7-8	$0.386 \pm 0.016 \pm 0.049$
8-9	$0.422 \pm 0.019 \pm 0.076$
9-10	$0.293 \pm 0.018 \pm 0.061$
10-12	$0.416 \pm 0.024 \pm 0.088$

p_T (GeV/c)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 0-90%, $2.5 < y < 4$	
0-1	$0.979 \pm 0.099 \pm 0.149$
1-2	$1.067 \pm 0.076 \pm 0.143$
2-3	$1.268 \pm 0.095 \pm 0.170$
3-4	$1.290 \pm 0.121 \pm 0.171$
4-5	$1.316 \pm 0.178 \pm 0.185$
5-6	$1.319 \pm 0.216 \pm 0.173$
6-8	$1.088 \pm 0.237 \pm 0.160$

TABLEAU B.39 – Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , intégré en centralité et en **rapidité**, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.7% affecte toutes les valeurs.

p_T (GeV/c)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 0-20%, $2.5 < y < 4$	
0-1	$0.75 \pm 0.03 \pm 0.07$
1-2	$0.73 \pm 0.02 \pm 0.06$
2-3	$0.64 \pm 0.02 \pm 0.05$
3-4	$0.51 \pm 0.01 \pm 0.04$
4-5	$0.47 \pm 0.02 \pm 0.04$
5-6	$0.38 \pm 0.01 \pm 0.03$
6-7	$0.32 \pm 0.01 \pm 0.03$
7-8	$0.30 \pm 0.02 \pm 0.04$
8-9	$0.35 \pm 0.03 \pm 0.06$
9-10	$0.23 \pm 0.03 \pm 0.05$
10-12	$0.35 \pm 0.03 \pm 0.08$

p_T (GeV/c)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 0-20%, $2.5 < y < 4$	
0-1	$0.93 \pm 0.10 \pm 0.16$
1-2	$1.06 \pm 0.08 \pm 0.15$
2-3	$1.28 \pm 0.11 \pm 0.18$
3-4	$1.34 \pm 0.13 \pm 0.19$
4-5	$1.31 \pm 0.20 \pm 0.19$
5-6	$1.33 \pm 0.23 \pm 0.19$
6-8	$1.12 \pm 0.26 \pm 0.16$

TABLEAU B.40 – Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , intégré en **rapidité** pour l'intervalle en centralité 0-20%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.6% affecte toutes les valeurs.

p_T (GeV/c)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 20-40%, $2.5 < y < 4$	
0-1	$0.728 \pm 0.033 \pm 0.060$
0.3-1	$0.697 \pm 0.034 \pm 0.059$
1-2	$0.682 \pm 0.022 \pm 0.048$
2-3	$0.663 \pm 0.018 \pm 0.048$
3-4	$0.588 \pm 0.016 \pm 0.042$
4-5	$0.599 \pm 0.019 \pm 0.057$
5-6	$0.471 \pm 0.020 \pm 0.039$
6-7	$0.515 \pm 0.026 \pm 0.052$
7-8	$0.491 \pm 0.031 \pm 0.062$
8-12	$0.445 \pm 0.023 \pm 0.051$

p_T (GeV/c)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 20-40%, $2.5 < y < 4$	
0-1	$0.994 \pm 0.117 \pm 0.148$
1-2	$1.033 \pm 0.087 \pm 0.136$
2-3	$1.221 \pm 0.104 \pm 0.165$
3-4	$1.193 \pm 0.121 \pm 0.158$
4-5	$1.349 \pm 0.196 \pm 0.191$
5-6	$1.180 \pm 0.204 \pm 0.155$
6-8	$0.970 \pm 0.219 \pm 0.147$

TABLEAU B.41 – Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , intégré en **rapidité** pour l'intervalle en centralité 20-40%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.0% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 8.3% affecte toutes les valeurs.

p_T (GeV/c)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 40-90%, $2.5 < y < 4$	
0-1	$0.924 \pm 0.034 \pm 0.077$
0.3-1	$0.690 \pm 0.034 \pm 0.059$
1-2	$0.736 \pm 0.023 \pm 0.053$
2-3	$0.732 \pm 0.021 \pm 0.051$
3-4	$0.705 \pm 0.019 \pm 0.052$
4-5	$0.769 \pm 0.025 \pm 0.070$
5-6	$0.649 \pm 0.026 \pm 0.054$
6-7	$0.660 \pm 0.033 \pm 0.065$
7-8	$0.749 \pm 0.042 \pm 0.094$
8-12	$0.677 \pm 0.038 \pm 0.078$

p_T (GeV/c)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 40-90%, $2.5 < y < 4$	
0-1	$1.134 \pm 0.120 \pm 0.161$
1-2	$1.006 \pm 0.087 \pm 0.128$
2-3	$1.186 \pm 0.107 \pm 0.149$
3-4	$1.124 \pm 0.115 \pm 0.139$
4-5	$1.109 \pm 0.159 \pm 0.145$
5-6	$1.327 \pm 0.242 \pm 0.165$
6-8	$1.073 \pm 0.253 \pm 0.153$

TABLEAU B.42 – Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , intégré en **rapidité** pour l'intervalle en centralité 40-90%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 5.2% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 9.3% affecte toutes les valeurs.

Deux intervalles en y

p_T (GeV/c)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 0-20%, $2.5 < y < 3.25$	
0-1	$0.760 \pm 0.039 \pm 0.082$
0.3-1	$0.737 \pm 0.039 \pm 0.077$
1-2	$0.815 \pm 0.027 \pm 0.069$
2-3	$0.658 \pm 0.021 \pm 0.055$
3-4	$0.542 \pm 0.018 \pm 0.050$
4-5	$0.484 \pm 0.021 \pm 0.049$
5-6	$0.406 \pm 0.020 \pm 0.043$
6-8	$0.275 \pm 0.013 \pm 0.029$
8-12	$0.373 \pm 0.021 \pm 0.060$

p_T (GeV/c)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 0-20%, $3.25 < y < 4$	
0-1	$0.711 \pm 0.030 \pm 0.069$
0.3-1	$0.710 \pm 0.033 \pm 0.071$
1-2	$0.631 \pm 0.020 \pm 0.051$
2-3	$0.621 \pm 0.018 \pm 0.053$
3-4	$0.470 \pm 0.020 \pm 0.044$
4-5	$0.469 \pm 0.024 \pm 0.053$
5-6	$0.331 \pm 0.018 \pm 0.038$
6-8	$0.405 \pm 0.019 \pm 0.064$
8-12	$0.256 \pm 0.022 \pm 0.043$

TABLEAU B.43 – Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , pour deux intervalles en **rapidité** et pour l'intervalle en centralité 0-20%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs.

p_T (GeV/c)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	p_T (GeV/c)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 20-40%, $2.5 < y < 3.25$		cent 20-40%, $3.25 < y < 4$	
0-1	$0.782 \pm 0.055 \pm 0.084$	0-1	$0.634 \pm 0.035 \pm 0.059$
0.3-1	$0.736 \pm 0.055 \pm 0.076$	0.3-1	$0.628 \pm 0.038 \pm 0.060$
1-2	$0.749 \pm 0.033 \pm 0.066$	1-2	$0.604 \pm 0.023 \pm 0.049$
2-3	$0.655 \pm 0.024 \pm 0.056$	2-3	$0.649 \pm 0.023 \pm 0.056$
3-4	$0.601 \pm 0.022 \pm 0.056$	3-4	$0.554 \pm 0.022 \pm 0.051$
4-5	$0.628 \pm 0.025 \pm 0.063$	4-5	$0.595 \pm 0.025 \pm 0.067$
5-6	$0.505 \pm 0.028 \pm 0.053$	5-6	$0.422 \pm 0.026 \pm 0.049$
6-8	$0.435 \pm 0.023 \pm 0.047$	6-8	$0.689 \pm 0.044 \pm 0.108$
8-12	$0.500 \pm 0.031 \pm 0.080$	8-12	$0.419 \pm 0.035 \pm 0.070$

TABLEAU B.44 – Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , pour deux intervalles en rapidité et pour l'intervalle en centralité 20-40%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.0% affecte toutes les valeurs.

p_T (GeV/c)	$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	p_T (GeV/c)	$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
cent 40-90%, $2.5 < y < 3.25$		cent 40-90%, $3.25 < y < 4$	
0-1	$0.909 \pm 0.053 \pm 0.097$	0-1	$0.919 \pm 0.046 \pm 0.085$
0.3-1	$0.644 \pm 0.046 \pm 0.068$	0.3-1	$0.741 \pm 0.050 \pm 0.070$
1-2	$0.798 \pm 0.034 \pm 0.068$	1-2	$0.648 \pm 0.027 \pm 0.054$
2-3	$0.715 \pm 0.027 \pm 0.061$	2-3	$0.737 \pm 0.029 \pm 0.063$
3-4	$0.705 \pm 0.026 \pm 0.065$	3-4	$0.680 \pm 0.028 \pm 0.066$
4-5	$0.741 \pm 0.032 \pm 0.074$	4-5	$0.816 \pm 0.042 \pm 0.092$
5-6	$0.709 \pm 0.036 \pm 0.074$	5-6	$0.552 \pm 0.034 \pm 0.064$
6-8	$0.605 \pm 0.031 \pm 0.063$	6-8	$0.861 \pm 0.048 \pm 0.135$
8-12	$0.802 \pm 0.054 \pm 0.128$	8-12	$0.537 \pm 0.060 \pm 0.091$

TABLEAU B.45 – Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , pour deux intervalles en rapidité et pour l'intervalle en centralité 40-90%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 5.2% affecte toutes les valeurs.

B.3.3 Dépendance en y

$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$		$R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}) \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
y	cent 0-90%, $p_T < 12 \text{ GeV}/c$	y	cent 0-90%
2.50-2.75	$0.721 \pm 0.028 \pm 0.086$	2.50-2.75	$1.143 \pm 0.164 \pm 0.203$
2.75-3.00	$0.673 \pm 0.013 \pm 0.055$	2.75-3.00	$0.901 \pm 0.084 \pm 0.132$
3.00-3.25	$0.651 \pm 0.011 \pm 0.048$	3.00-3.25	$1.030 \pm 0.080 \pm 0.165$
3.25-3.50	$0.617 \pm 0.011 \pm 0.044$	3.25-3.50	$1.090 \pm 0.087 \pm 0.179$
3.50-3.75	$0.614 \pm 0.011 \pm 0.046$	3.50-3.75	$1.314 \pm 0.118 \pm 0.212$
3.75-4.00	$0.582 \pm 0.018 \pm 0.060$	3.75-4.00	$1.474 \pm 0.192 \pm 0.233$

TABLEAU B.46 – Gauche : R_{AA} en fonction de y , intégré en p_T ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$) et intégré en centralité (0-90%), avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ration $R_{AA}(5.02 \text{ TeV}, p_T < 12 \text{ GeV}/c)/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}, p_T < 8 \text{ GeV}/c)$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.7% affecte toutes les valeurs.

$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
y	cent 0-20%, $p_T < 12 \text{ GeV}/c$
2.50-2.75	$0.709 \pm 0.038 \pm 0.086$
2.75-3.00	$0.664 \pm 0.018 \pm 0.054$
3.00-3.25	$0.659 \pm 0.016 \pm 0.049$
3.25-3.50	$0.607 \pm 0.016 \pm 0.042$
3.50-3.75	$0.609 \pm 0.016 \pm 0.046$
3.75-4.00	$0.550 \pm 0.024 \pm 0.057$

TABLEAU B.47 – R_{AA} en fonction de y , intégré en p_T ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$) et pour l'intervalle en centralité 0-20%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs.

$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
y	cent 20-40%, $p_T < 12 \text{ GeV}/c$
2.50-2.75	$0.735 \pm 0.044 \pm 0.085$
2.75-3.00	$0.682 \pm 0.021 \pm 0.057$
3.00-3.25	$0.631 \pm 0.018 \pm 0.047$
3.25-3.50	$0.605 \pm 0.016 \pm 0.043$
3.50-3.75	$0.585 \pm 0.017 \pm 0.044$
3.75-4.00	$0.610 \pm 0.032 \pm 0.064$

TABLEAU B.48 – R_{AA} en fonction de y , intégré en p_T ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$) et pour l'intervalle en centralité 20-40%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.0% affecte toutes les valeurs.

$R_{AA} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	
y	cent 40-90%, $p_T < 12 \text{ GeV}/c$
2.50-2.75	$0.838 \pm 0.043 \pm 0.098$
2.75-3.00	$0.766 \pm 0.023 \pm 0.063$
3.00-3.25	$0.731 \pm 0.019 \pm 0.055$
3.25-3.50	$0.724 \pm 0.020 \pm 0.051$
3.50-3.75	$0.740 \pm 0.021 \pm 0.056$
3.75-4.00	$0.718 \pm 0.030 \pm 0.074$

TABLEAU B.49 – R_{AA} en fonction de y , intégré en p_T ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$) et pour l'intervalle en centralité 40-90%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 5.2% affecte toutes les valeurs.

B.4 Tableau des classes de centralité

<i>cent</i> (%)	b_{min} (fm)	b_{max} (fm)	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{coll} \rangle$	$\langle T_{AA} \rangle$ (mb ⁻¹)	Syst. AP (%)
00 - 10	0.00	4.96	359 ± 3.12	1636 ± 246	23.4 ± 0.351	0.1
10 - 20	4.96	7.01	263 ± 2.71	1001 ± 154	14.3 ± 0.22	0.1
20 - 30	7.01	8.59	188 ± 2.25	601 ± 106	8.59 ± 0.152	0.1
30 - 40	8.59	9.92	131 ± 1.91	344 ± 74.7	4.92 ± 0.107	0.2
40 - 50	9.92	11.1	86.3 ± 1.63	183 ± 50.8	2.61 ± 0.073	0.3
50 - 60	11.1	12.1	53.6 ± 1.36	89.8 ± 32.4	1.28 ± 0.046	1.0
60 - 70	12.1	13.1	30.4 ± 1.08	39.8 ± 19.1	0.569 ± 0.027	1.5
70 - 80	13.1	14.0	15.6 ± 0.78	16.2 ± 10.5	0.232 ± 0.015	3.0
80 - 90	14.0	15.0	7.59 ± 0.49	6.46 ± 5.27	0.0923 ± 0.008	6.6

<i>cent</i> (%)	b_{min} (fm)	b_{max} (fm)	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{coll} \rangle$	$\langle T_{AA} \rangle$ (mb ⁻¹)	Syst. AP (%)
0 - 1	0.00	1.56	405 ± 0.46	2030 ± 88	29.0 ± 1.26	0.1
1 - 2	1.56	2.22	396 ± 0.62	1930 ± 85	27.6 ± 1.22	0.1
2 - 3	2.22	2.71	386 ± 0.75	1830 ± 81	26.2 ± 1.16	0.1
3 - 4	2.71	3.13	375 ± 0.85	1740 ± 77	24.9 ± 1.10	0.1
4 - 5	3.13	3.51	364 ± 0.92	1660 ± 75	23.7 ± 1.06	0.1
5 - 6	3.51	3.84	353 ± 0.98	1580 ± 73	22.5 ± 1.04	0.1
6 - 7	3.84	4.15	343 ± 1.02	1500 ± 70	21.5 ± 1.00	0.1
7 - 8	4.15	4.43	333 ± 1.06	1430 ± 68	20.4 ± 0.975	0.1
8 - 9	4.43	4.71	322 ± 1.08	1360 ± 66	19.5 ± 0.947	0.1
9 - 10	4.71	4.96	313 ± 1.11	1300 ± 65	18.5 ± 0.932	0.1
10 - 15	4.96	6.08	285 ± 1.72	1120 ± 100	16.0 ± 1.42	0.1
15 - 20	6.08	7.01	242 ± 1.64	878 ± 86	12.5 ± 1.22	0.1
20 - 25	7.01	7.84	205 ± 1.57	681 ± 75	9.72 ± 1.07	0.1
25 - 30	7.84	8.59	172 ± 1.52	522 ± 67	7.46 ± 0.953	0.1
30 - 35	8.59	9.27	143 ± 1.45	395 ± 58	5.64 ± 0.83	0.2
35 - 40	9.27	9.92	118 ± 1.41	294 ± 51	4.19 ± 0.733	0.2
40 - 45	9.92	10.5	95.8 ± 1.35	214 ± 44	3.05 ± 0.628	0.3
45 - 50	10.5	11.1	76.7 ± 1.28	152 ± 37	2.18 ± 0.525	0.3
50 - 55	11.1	11.6	60.6 ± 1.21	107 ± 30	1.53 ± 0.435	1.0
55 - 60	11.6	12.1	46.7 ± 1.13	72.7 ± 24	1.04 ± 0.349	1.0
60 - 65	12.1	12.6	35.1 ± 1.03	48.3 ± 19	0.689 ± 0.275	1.5
65 - 70	12.6	13.1	25.7 ± 0.92	31.4 ± 15	0.448 ± 0.211	1.5
70 - 75	13.1	13.6	18.3 ± 0.80	19.9 ± 11	0.285 ± 0.16	3.0
75 - 80	13.6	14.0	12.8 ± 0.66	12.5 ± 8	0.179 ± 0.117	3.0
80 - 85	14.0	14.5	8.92 ± 0.53	7.88 ± 6	0.113 ± 0.0841	6.6
85 - 90	14.5	15.0	6.26 ± 0.40	5.04 ± 4	0.072 ± 0.0588	6.6

<i>cent</i> (%)	b_{min} (fm)	b_{max} (fm)	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{coll} \rangle$	$\langle T_{AA} \rangle$ (mb ⁻¹)	Syst. AP (%)
00 - 20	0.00	7.01	311 ± 5.6	1318 ± 37.8	18.8 ± 0.54	0.5
20 - 40	7.01	9.92	160 ± 3.6	472.8 ± 16.0	6.754 ± 0.23	0.5
40 - 60	9.92	12.1	70 ± 2.2	136.4 ± 6.3	1.949 ± 0.09	0.7
60 - 90	12.1	15.0	18 ± 1.3	20.8 ± 1.9	0.2976 ± 0.027	3.5
00 - 90	0.00	15	126.1 ± 11.7	435.3 ± 53.8	6.22 ± 0.768	0.0

TABLEAU B.50 – Valeurs des paramètres géométriques $\langle N_{part} \rangle, \langle N_{coll} \rangle$ et $\langle T_{AA} \rangle$ en fonction des classes de centralité définies par coupures sur le paramètre d'impact b ainsi que l'incertitude sur l'AP.

ANNEXE C

EFFET DE LA COMPOSANTE NON-PROMPTE DU R_{AA}

À rapidité avant, le spectromètre à muon d'ALICE n'est pas capable de faire la distinction entre les J/ψ issus de la décroissance des hadrons b (composante non-prompt) et ceux issus de la décroissance des états excités $c\bar{c}$ ($\psi(2S), \chi_c$) (composante prompt). Bien que le R_{AA}^{pro} ne puisse être directement mesuré, nous pouvons évaluer son amplitude de variation à partir de la mesure inclusive (R_{AA}^{inc}) en faisant des hypothèses sur (i) la fraction de J/ψ provenant des décroissances des hadrons b dans les collisions pp à une énergie de collision donnée (\sqrt{s}) dans le domaine cinématique couvert par le spectromètre à muon (ii) la suppression des hadrons b dans les collisions Pb–Pb par des effets nucléaires initiaux ou finaux. La dépendance en p_T du R_{AA}^{pro} peut être obtenue à partir du R_{AA}^{inc} tel que :

$$\begin{aligned}
 \frac{Y_{AA}^{inc}}{T_{AA}\sigma_{pp}^{inc}} &= R_{AA}^{inc} \\
 Y_{AA}^{pro} + Y_{AA}^{npro} &= R_{AA}^{inc} T_{AA}(\sigma_{pp}^{pro} + \sigma_{pp}^{npro}) \\
 Y_{AA}^{pro} &= R_{AA}^{inc} T_{AA} \sigma_{pp}^{pro} + R_{AA}^{inc} T_{AA} \sigma_{pp}^{npro} - Y_{AA}^{npro} \\
 \frac{Y_{AA}^{pro}}{T_{AA}\sigma_{pp}^{pro}} &= \frac{1}{T_{AA}\sigma_{pp}^{pro}} (R_{AA}^{inc} T_{AA} \sigma_{pp}^{pro} + R_{AA}^{inc} T_{AA} \sigma_{pp}^{npro} - Y_{AA}^{npro}) \\
 R_{AA}^{pro} &= R_{AA}^{inc} + \frac{R_{AA}^{inc} T_{AA} \sigma_{pp}^{npro}}{T_{AA}\sigma_{pp}^{pro}} - \frac{Y_{AA}^{npro}}{T_{AA}\sigma_{pp}^{pro}} \\
 R_{AA}^{pro} &= R_{AA}^{inc} + R_{AA}^{inc} f_B - \frac{Y_{AA}^{npro} \sigma_{pp}^{npro}}{T_{AA}\sigma_{pp}^{pro} \sigma_{pp}^{npro}} \\
 R_{AA}^{pro} &= R_{AA}^{inc} + R_{AA}^{inc} f_B - R_{AA}^{npro} f_B,
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

où f_B est la fraction des J/ψ non-prompts sur les J/ψ prompts mesurée dans les collisions pp, Y_{AA} est le taux de production du J/ψ dans les collisions A-A, R_{AA}^{npro} est le facteur de suppression de la production des hadrons b dans les collisions Pb–Pb, et les indexes *inc*, *pro* et *npro* se réfèrent à la production inclusive, prompte et non-prompte des J/ψ .

La section efficace différentielle des J/ψ non-prompts et prompts en fonction de p_T et y a été mesurée par la collaboration LHCb dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 2.76$ TeV [1]

et $\sqrt{s}=7$ TeV [2] dans l'acceptance cinématique du spectromètre à muons d'ALICE, nous permettant de calculer précisément f_B en sommant le nombre de J/ψ prompts et non-prompts pour chaque intervalle en p_T - y . Les mesures intégrées en p_T - y pour des J/ψ non-polarisés sont

- $f_B (\sqrt{s}=7 \text{ TeV}, p_T < 14 \text{ GeV}/c, 2.0 < y < 4.5) = 10.84 \pm 0.04 \pm 1.41\%$.
- $f_B (\sqrt{s}=7 \text{ TeV}, p_T < 13 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 4.0) = 10.67 \pm 0.04 \pm 1.41\%$.
- $f_B (\sqrt{s}=2.76 \text{ TeV}, p_T < 12 \text{ GeV}/c, 2.0 < y < 4.5) = 7.7 \pm 0.7 \pm 0.8\%$.

À $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, f_B peut être estimée à partir d'une interpolation de la section efficace des J/ψ prompts et non-prompts [3]. Le résultat donne $f_B (\sqrt{s}=5.02 \text{ TeV}, p_T < 12 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 4.0) = 9.8 \pm 0.8\%$ correspondant à une diminution de f_B d'un facteur 1.09 entre 7 et 5.02 TeV. Par la suite, nous ferons la supposition que ce facteur de proportionnalité est indépendant du p_T - y des J/ψ .

Plutôt que de donner les estimations en fonction de f_B , nous utiliserons ici la fraction de J/ψ non-prompts sur inclusifs $F_b = \frac{f_B}{1+f_B}$, en supposant 4 cas pour R_{AA}^{npro} (0, 0.5, 1 et 1.2).

Les résultats en fonction de la centralité sont donnés dans les Tableaux C.1–C.2–C.3–C.4. Pour dépendance en p_T , les résultats sont présentés dans les Tableaux C.5–C.6. Notons que, puisqu'il n'y a pas concordance stricte entre les intervalles en rapidité des résultats de l'expérience LHCb ($2.5 < y < 3.0, 3.0 < y < 3.5, 3.5 < y < 4$) et ceux présentés ici ($2.5 < y < 3.25$ et $3.25 < y < 4$), nous utiliserons les intervalles les plus extrêmes ($2.5 < y < 3.0$ et $3.5 < y < 4$) pour faire nos estimations de F_b . Enfin, les résultats en fonction de y sont présentés dans les Tableaux C.7.

De manière qualitatives, les mêmes tendances que précédemment sont observables pour tous les résultats :

- À centralité- y fixées, la variation relative du R_{AA}^{pro} est plus importante à haut qu'à bas p_T .
- À p_T -centralité fixées, la variation relative du R_{AA}^{pro} est plus importante à grande qu'à petite rapidité.
- À p_T - y fixées, la variation relative du R_{AA}^{pro} est plus importante dans les collisions centrales que dans les collisions périphériques.

Le même exercice a été fait à partir des ratios $r = R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$. Les résultats sont disponibles dans les Tableaux C.8–C.9–C.10–C.11.

cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0.3 < p_T < 8 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 4$						
0-10	0.630	0.0875	9.58 %	1.98 %	-5.63 %	-8.67 %
10-20	0.640	0.0875	9.58 %	2.10 %	-5.39 %	-8.39 %
20-30	0.670	0.0875	9.58 %	2.43 %	-4.72 %	-7.58 %
30-40	0.620	0.0875	9.58 %	1.85 %	-5.87 %	-8.97 %
40-50	0.690	0.0875	9.58 %	2.64 %	-4.31 %	-7.08 %
50-60	0.720	0.0875	9.58 %	2.93 %	-3.73 %	-6.39 %
60-70	0.810	0.0875	9.58 %	3.67 %	-2.25 %	-4.61 %
70-80	0.920	0.0875	9.58 %	4.38 %	-0.83 %	-2.92 %
80-80	0.900	0.0875	9.58 %	4.26 %	-1.06 %	-3.19 %
80-90	0.900	0.0875	9.58 %	4.26 %	-1.06 %	-3.19 %

TABLEAU C.1 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$.

cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 2 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 4$						
0-10	0.739	0.0726	7.83 %	2.53 %	-2.77 %	-4.88 %
10-20	0.723	0.0726	7.83 %	2.42 %	-3.00 %	-5.17 %
20-30	0.737	0.0726	7.83 %	2.52 %	-2.79 %	-4.92 %
30-40	0.625	0.0726	7.83 %	1.57 %	-4.70 %	-7.20 %
40-50	0.727	0.0726	7.83 %	2.45 %	-2.94 %	-5.09 %
50-60	0.788	0.0726	7.83 %	2.86 %	-2.11 %	-4.09 %
60-90	1.097	0.0726	7.83 %	4.26 %	0.69 %	-0.74 %
cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 4$						
0-10	0.570	0.0952	10.52 %	1.29 %	-7.93 %	-11.62 %
10-20	0.592	0.0952	10.52 %	1.63 %	-7.25 %	-10.80 %
20-30	0.638	0.0952	10.52 %	2.27 %	-5.97 %	-9.26 %
30-40	0.615	0.0952	10.52 %	1.97 %	-6.58 %	-10.00 %
40-50	0.685	0.0952	10.52 %	2.84 %	-4.84 %	-7.91 %
50-60	0.742	0.0952	10.52 %	3.43 %	-3.66 %	-6.49 %
60-90	0.860	0.0952	10.52 %	4.40 %	-1.71 %	-4.16 %
cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 4$						
0-10	0.311	0.1360	15.75 %	-9.57 %	-34.89 %	-45.01 %
10-20	0.395	0.1360	15.75 %	-4.19 %	-24.12 %	-32.09 %
20-30	0.443	0.1360	15.75 %	-2.03 %	-19.80 %	-26.91 %
30-40	0.544	0.1360	15.75 %	1.27 %	-13.20 %	-18.99 %
40-50	0.606	0.1360	15.75 %	2.75 %	-10.24 %	-15.43 %
50-60	0.691	0.1360	15.75 %	4.35 %	-7.04 %	-11.60 %
60-90	0.775	0.1360	15.75 %	5.59 %	-4.57 %	-8.64 %
cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$8 < p_T < 12 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 4$						
0-10	0.292	0.1942	24.10 %	-17.17 %	-58.44 %	-74.95 %
10-20	0.359	0.1942	24.10 %	-9.47 %	-43.04 %	-56.46 %
20-30	0.435	0.1942	24.10 %	-3.60 %	-31.31 %	-42.39 %
30-40	0.469	0.1942	24.10 %	-1.59 %	-27.29 %	-37.57 %
40-50	0.637	0.1942	24.10 %	5.18 %	-13.74 %	-21.30 %
50-60	0.711	0.1942	24.10 %	7.15 %	-9.80 %	-16.58 %
60-90	0.777	0.1942	24.10 %	8.59 %	-6.92 %	-13.12 %

TABLEAU C.2 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ pour différents intervalles en p_T .

cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 3$						
0-10	0.695	0.0981	10.88 %	3.05 %	-4.78 %	-7.91 %
10-20	0.653	0.0981	10.88 %	2.55 %	-5.78 %	-9.12 %
20-30	0.741	0.0981	10.88 %	3.54 %	-3.80 %	-6.74 %
30-40	0.641	0.0981	10.88 %	2.39 %	-6.09 %	-9.49 %
40-50	0.712	0.0981	10.88 %	3.24 %	-4.40 %	-7.46 %
50-60	0.812	0.0981	10.88 %	4.18 %	-2.52 %	-5.20 %
60-90	0.953	0.0981	10.88 %	5.17 %	-0.54 %	-2.82 %
cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c, 3 < y < 3.5$						
0-10	0.602	0.0894	9.81 %	1.66 %	-6.49 %	-9.75 %
10-20	0.639	0.0894	9.81 %	2.13 %	-5.54 %	-8.62 %
20-30	0.632	0.0894	9.81 %	2.05 %	-5.71 %	-8.82 %
30-40	0.598	0.0894	9.81 %	1.61 %	-6.60 %	-9.88 %
40-50	0.675	0.0894	9.81 %	2.54 %	-4.73 %	-7.63 %
50-60	0.703	0.0894	9.81 %	2.83 %	-4.15 %	-6.94 %
60-90	0.913	0.0894	9.81 %	4.44 %	-0.94 %	-3.09 %
cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c, 3.5 < y < 4$						
0-10	0.601	0.0741	8.00 %	1.34 %	-5.31 %	-7.97 %
10-20	0.587	0.0741	8.00 %	1.19 %	-5.63 %	-8.36 %
20-30	0.604	0.0741	8.00 %	1.38 %	-5.25 %	-7.90 %
30-40	0.570	0.0741	8.00 %	0.98 %	-6.04 %	-8.84 %
40-50	0.665	0.0741	8.00 %	1.99 %	-4.03 %	-6.44 %
50-60	0.716	0.0741	8.00 %	2.41 %	-3.17 %	-5.41 %
60-90	0.964	0.0741	8.00 %	3.85 %	-0.30 %	-1.96 %

TABLEAU C.3 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb–Pb pour différents intervalles.

cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 3$						
0-10	0.696	0.0981	10.88 %	3.06 %	-4.75 %	-7.88 %
10-20	0.660	0.0981	10.88 %	2.64 %	-5.61 %	-8.90 %
20-30	0.742	0.0981	10.88 %	3.55 %	-3.78 %	-6.72 %
30-40	0.634	0.0981	10.88 %	2.30 %	-6.28 %	-9.71 %
40-50	0.704	0.0981	10.88 %	3.15 %	-4.58 %	-7.67 %
50-60	0.779	0.0981	10.88 %	3.90 %	-3.09 %	-5.88 %
60-90	0.838	0.0981	10.88 %	4.39 %	-2.10 %	-4.70 %
cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c, 3 < y < 3.5$						
0-10	0.598	0.0894	9.81 %	1.61 %	-6.60 %	-9.88 %
10-20	0.633	0.0894	9.81 %	2.06 %	-5.69 %	-8.79 %
20-30	0.630	0.0894	9.81 %	2.03 %	-5.76 %	-8.88 %
30-40	0.591	0.0894	9.81 %	1.51 %	-6.79 %	-10.11 %
40-50	0.662	0.0894	9.81 %	2.40 %	-5.01 %	-7.98 %
50-60	0.670	0.0894	9.81 %	2.49 %	-4.83 %	-7.76 %
60-90	0.802	0.0894	9.81 %	3.70 %	-2.42 %	-4.87 %
cent (%)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c, 3.5 < y < 4$						
0-10	0.601	0.0741	8.00 %	1.34 %	-5.31 %	-7.97 %
10-20	0.580	0.0741	8.00 %	1.10 %	-5.79 %	-8.55 %
20-30	0.600	0.0741	8.00 %	1.33 %	-5.33 %	-8.00 %
30-40	0.572	0.0741	8.00 %	1.01 %	-5.99 %	-8.78 %
40-50	0.659	0.0741	8.00 %	1.93 %	-4.14 %	-6.57 %
50-60	0.699	0.0741	8.00 %	2.28 %	-3.45 %	-5.73 %
60-90	0.900	0.0741	8.00 %	3.56 %	-0.89 %	-2.67 %

TABLEAU C.4 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb–Pb pour différents intervalles.

ANNEXE C. EFFET DE LA COMPOSANTE NON-PROMPTE DU R_{AA}

p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
cent 0-90%, $2.5 < y < 4$						
0-1	0.762	0.0681	7.30 %	2.51 %	-2.28 %	-4.20 %
1-2	0.722	0.0751	8.12 %	2.50 %	-3.13 %	-5.38 %
2-3	0.658	0.0872	9.55 %	2.29 %	-4.96 %	-7.87 %
3-4	0.548	0.1010	11.24 %	0.98 %	-9.27 %	-13.37 %
4-5	0.533	0.1095	12.29 %	0.76 %	-10.77 %	-15.38 %
5-6	0.425	0.1248	14.26 %	-2.52 %	-19.29 %	-26.00 %
6-7	0.394	0.1453	17.00 %	-4.57 %	-26.15 %	-34.79 %
7-8	0.386	0.1598	19.02 %	-5.62 %	-30.25 %	-40.10 %
8-9	0.422	0.1795	21.88 %	-4.04 %	-29.96 %	-40.33 %
9-10	0.293	0.1995	24.93 %	-17.61 %	-60.15 %	-77.17 %
10-12	0.416	0.2163	27.60 %	-5.57 %	-38.74 %	-52.01 %
p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
cent 0-20%, $2.5 < y < 4$						
0-1	0.750	0.0681	7.30 %	2.43 %	-2.43 %	-4.38 %
1-2	0.730	0.0751	8.12 %	2.56 %	-3.01 %	-5.23 %
2-3	0.640	0.0872	9.55 %	2.09 %	-5.37 %	-8.36 %
3-4	0.510	0.1010	11.24 %	0.22 %	-10.80 %	-15.20 %
4-5	0.470	0.1095	12.29 %	-0.78 %	-13.86 %	-19.09 %
5-6	0.380	0.1248	14.26 %	-4.50 %	-23.26 %	-30.76 %
6-7	0.320	0.1453	17.00 %	-9.57 %	-36.14 %	-46.76 %
7-8	0.300	0.1598	19.02 %	-12.68 %	-44.37 %	-57.05 %
8-9	0.350	0.1795	21.88 %	-9.38 %	-40.63 %	-53.13 %
9-10	0.230	0.1995	24.93 %	-29.26 %	-83.46 %	-105.13 %
10-12	0.350	0.2163	27.60 %	-11.83 %	-51.25 %	-67.02 %
p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
cent 20-40%, $2.5 < y < 4$						
0-1	0.728	0.0681	7.30 %	2.29 %	-2.73 %	-4.73 %
1-2	0.682	0.0751	8.12 %	2.17 %	-3.79 %	-6.17 %
2-3	0.663	0.0872	9.55 %	2.35 %	-4.86 %	-7.74 %
3-4	0.588	0.1010	11.24 %	1.68 %	-7.87 %	-11.69 %
4-5	0.599	0.1095	12.29 %	2.03 %	-8.23 %	-12.33 %
5-6	0.471	0.1248	14.26 %	-0.88 %	-16.01 %	-22.06 %
6-7	0.515	0.1453	17.00 %	0.50 %	-16.01 %	-22.62 %
7-8	0.491	0.1598	19.02 %	-0.35 %	-19.71 %	-27.46 %
8-12	0.445	0.1942	24.10 %	-2.98 %	-30.06 %	-40.89 %
p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
cent 40-90%, $2.5 < y < 4$						
0-1	0.924	0.0681	7.30 %	3.35 %	-0.60 %	-2.18 %
1-2	0.736	0.0751	8.12 %	2.61 %	-2.91 %	-5.12 %
2-3	0.732	0.0872	9.55 %	3.03 %	-3.50 %	-6.11 %
3-4	0.705	0.1010	11.24 %	3.27 %	-4.70 %	-7.89 %
4-5	0.769	0.1095	12.29 %	4.30 %	-3.69 %	-6.89 %
5-6	0.649	0.1248	14.26 %	3.27 %	-7.71 %	-12.10 %
6-7	0.660	0.1453	17.00 %	4.12 %	-8.76 %	-13.91 %
7-8	0.749	0.1598	19.02 %	6.32 %	-6.37 %	-11.45 %
8-12	0.677	0.1942	24.10 %	6.30 %	-11.50 %	-18.62 %

TABLEAU C.5 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la p_T pour les collisions Pb–Pb pour différents intervalles en centralité à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

ANNEXE C. EFFET DE LA COMPOSANTE NON-PROMPTE DU R_{AA}

p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
2.5 < y < 3.25, cent 0-20%						
0-1	0.760	0.0752	8.14 %	2.78 %	-2.57 %	-4.71 %
1-2	0.815	0.0829	9.03 %	3.49 %	-2.05 %	-4.27 %
2-3	0.658	0.0955	10.56 %	2.54 %	-5.49 %	-8.70 %
3-4	0.542	0.1110	12.48 %	0.97 %	-10.55 %	-15.15 %
4-5	0.484	0.1175	13.31 %	-0.44 %	-14.19 %	-19.70 %
5-6	0.406	0.1346	15.56 %	-3.60 %	-22.76 %	-30.42 %
6-8	0.275	0.1624	19.39 %	-15.87 %	-51.13 %	-65.23 %
8-12	0.373	0.2117	26.86 %	-9.14 %	-45.14 %	-59.54 %
p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
3.25 < y < 4, cent 0-20%						
0-1	0.711	0.0576	6.11 %	1.81 %	-2.49 %	-4.21 %
1-2	0.631	0.0638	6.82 %	1.42 %	-3.99 %	-6.15 %
2-3	0.621	0.0719	7.75 %	1.51 %	-4.73 %	-7.22 %
3-4	0.470	0.0854	9.33 %	-0.60 %	-10.52 %	-14.49 %
4-5	0.469	0.0951	10.51 %	-0.69 %	-11.90 %	-16.38 %
5-6	0.331	0.1072	12.00 %	-6.13 %	-24.26 %	-31.51 %
6-8	0.405	0.1279	14.67 %	-3.44 %	-21.55 %	-28.80 %
8-12	0.256	0.1646	19.70 %	-18.78 %	-57.26 %	-72.66 %
p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
2.5 < y < 3.25, cent 20-40%						
0-1	0.782	0.0752	8.14 %	2.93 %	-2.27 %	-4.35 %
1-2	0.749	0.0829	9.03 %	3.00 %	-3.03 %	-5.44 %
2-3	0.655	0.0955	10.56 %	2.50 %	-5.56 %	-8.79 %
3-4	0.601	0.1110	12.48 %	2.10 %	-8.29 %	-12.44 %
4-5	0.628	0.1175	13.31 %	2.71 %	-7.89 %	-12.13 %
5-6	0.505	0.1346	15.56 %	0.15 %	-15.25 %	-21.41 %
6-8	0.435	0.1624	19.39 %	-2.90 %	-25.19 %	-34.11 %
8-12	0.500	0.2117	26.86 %	0.00 %	-26.86 %	-37.60 %
p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
3.25 < y < 4, cent 20-40%						
0-1	0.634	0.0576	6.11 %	1.29 %	-3.53 %	-5.46 %
1-2	0.604	0.0638	6.82 %	1.17 %	-4.47 %	-6.73 %
2-3	0.649	0.0719	7.75 %	1.78 %	-4.19 %	-6.58 %
3-4	0.554	0.0854	9.33 %	0.91 %	-7.51 %	-10.88 %
4-5	0.595	0.0951	10.51 %	1.68 %	-7.15 %	-10.68 %
5-6	0.422	0.1072	12.00 %	-2.22 %	-16.44 %	-22.13 %
6-8	0.689	0.1279	14.67 %	4.02 %	-6.62 %	-10.88 %
8-12	0.419	0.1646	19.70 %	-3.81 %	-27.32 %	-36.73 %
p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
2.5 < y < 3.25, cent 40-90%						
0-1	0.909	0.0752	8.14 %	3.66 %	-0.81 %	-2.60 %
1-2	0.798	0.0829	9.03 %	3.37 %	-2.29 %	-4.55 %
2-3	0.715	0.0955	10.56 %	3.18 %	-4.21 %	-7.16 %
3-4	0.705	0.1110	12.48 %	3.63 %	-5.22 %	-8.76 %
4-5	0.741	0.1175	13.31 %	4.33 %	-4.65 %	-8.25 %
5-6	0.709	0.1346	15.56 %	4.59 %	-6.39 %	-10.77 %
6-8	0.605	0.1624	19.39 %	3.37 %	-12.66 %	-19.07 %
8-12	0.802	0.2117	26.86 %	10.11 %	-6.63 %	-13.33 %
p_T (GeV/c)	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
3.25 < y < 4, cent 40-90%						
0-1	0.919	0.0576	6.11 %	2.79 %	-0.54 %	-1.87 %
1-2	0.648	0.0638	6.82 %	1.56 %	-3.70 %	-5.81 %
2-3	0.737	0.0719	7.75 %	2.49 %	-2.77 %	-4.87 %
3-4	0.680	0.0854	9.33 %	2.47 %	-4.39 %	-7.14 %
4-5	0.816	0.0951	10.51 %	4.07 %	-2.37 %	-4.94 %
5-6	0.552	0.1072	12.00 %	1.13 %	-9.74 %	-14.09 %
6-8	0.861	0.1279	14.67 %	6.15 %	-2.37 %	-5.78 %
8-12	0.537	0.1646	19.70 %	1.36 %	-16.99 %	-24.33 %

TABLEAU C.6 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de p_T dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, pour différents intervalles en centralité et dans deux intervalles en rapidité.

y	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ / cent 0-90%						
2.50-2.75	0.721	0.0984	10.91 %	3.35 %	-4.22 %	-7.25 %
2.75-3.00	0.673	0.0984	10.91 %	2.81 %	-5.30 %	-8.55 %
3.00-3.25	0.651	0.0896	9.84 %	2.28 %	-5.27 %	-8.29 %
3.25-3.50	0.617	0.0896	9.84 %	1.87 %	-6.11 %	-9.29 %
3.50-3.75	0.614	0.0741	8.01 %	1.49 %	-5.03 %	-7.64 %
3.75-4.00	0.582	0.0741	8.01 %	1.13 %	-5.75 %	-8.50 %
y	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ / cent 0-20%						
2.50-2.75	0.709	0.0984	10.91 %	3.22 %	-4.48 %	-7.56 %
2.75-3.00	0.644	0.0984	10.91 %	2.44 %	-6.03 %	-9.42 %
3.00-3.25	0.659	0.0896	9.84 %	2.37 %	-5.09 %	-8.07 %
3.25-3.50	0.607	0.0896	9.84 %	1.73 %	-6.37 %	-9.61 %
3.50-3.75	0.609	0.0741	8.01 %	1.43 %	-5.14 %	-7.77 %
3.75-4.00	0.550	0.0741	8.01 %	0.73 %	-6.55 %	-9.46 %
y	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ / cent 20-40%						
2.50-2.75	0.735	0.0984	10.91 %	3.49 %	-3.93 %	-6.90 %
2.75-3.00	0.682	0.0984	10.91 %	2.91 %	-5.09 %	-8.29 %
3.00-3.25	0.631	0.0896	9.84 %	2.04 %	-5.75 %	-8.87 %
3.25-3.50	0.605	0.0896	9.84 %	1.71 %	-6.42 %	-9.67 %
3.50-3.75	0.585	0.0741	8.01 %	1.16 %	-5.68 %	-8.42 %
3.75-4.00	0.610	0.0741	8.01 %	1.44 %	-5.12 %	-7.74 %
y	R_{AA}^{inc}	F_b	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ / cent 40-90%						
2.50-2.75	0.838	0.0984	10.91 %	4.40 %	-2.11 %	-4.71 %
2.75-3.00	0.766	0.0984	10.91 %	3.79 %	-3.33 %	-6.18 %
3.00-3.25	0.731	0.0896	9.84 %	3.11 %	-3.62 %	-6.31 %
3.25-3.50	0.724	0.0896	9.84 %	3.04 %	-3.75 %	-6.47 %
3.50-3.75	0.740	0.0741	8.01 %	2.60 %	-2.81 %	-4.98 %
3.75-4.00	0.718	0.0741	8.01 %	2.43 %	-3.14 %	-5.37 %

TABLEAU C.7 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de y , intégré en p_T , dans les collisions Pb–Pb pour différents intervalles en centralité à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$.

cent (%)	r^{inc}	$F_b(5.02 \text{ TeV})$	$F_b(2.76 \text{ TeV})$	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0.3 < p_T < 8 \text{ GeV}/c, 2.5 < y < 4$							
0-10	1.17	0.0875	0.0702	1.89 %	1.44 %	0.92 %	0.69 %
10-20	1.15	0.0875	0.0702	1.89 %	1.33 %	0.68 %	0.40 %
20-30	1.12	0.0875	0.0702	1.89 %	1.18 %	0.38 %	0.02 %
30-40	1.09	0.0875	0.0702	1.89 %	0.93 %	-0.16 %	-0.64 %
40-50	1.16	0.0875	0.0702	1.89 %	1.47 %	1.00 %	0.79 %
50-60	1.00	0.0875	0.0702	1.89 %	0.61 %	-0.80 %	-1.41 %
60-70	1.01	0.0875	0.0702	1.89 %	0.81 %	-0.38 %	-0.89 %
70-80	1.18	0.0875	0.0702	1.89 %	1.63 %	1.34 %	1.21 %
80-90	1.01	0.0875	0.0702	1.89 %	0.91 %	-0.14 %	-0.59 %

TABLEAU C.8 – Pourcentage de la différence entre le r^{pro} par rapport au r^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. Les valeurs centrales du r^{inc} et F_{et} sont aussi données

cent (%)	r_{AA}^{inc}	$F_b(5.02 \text{ TeV})$	$F_b(2.76 \text{ TeV})$	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$							
0-10	1.010	0.0726	0.0581	1.56 %	0.57 %	-0.52 %	-0.98 %
10-20	0.986	0.0726	0.0581	1.56 %	0.44 %	-0.77 %	-1.28 %
20-30	1.031	0.0726	0.0581	1.56 %	0.65 %	-0.34 %	-0.77 %
30-40	0.922	0.0726	0.0581	1.56 %	-0.05 %	-1.82 %	-2.58 %
40-50	1.134	0.0726	0.0581	1.56 %	1.07 %	0.53 %	0.30 %
50-60	0.939	0.0726	0.0581	1.56 %	0.36 %	-0.93 %	-1.48 %
60-90	0.994	0.0726	0.0581	1.56 %	0.86 %	0.11 %	-0.20 %
cent (%)	r_{AA}^{inc}	$F_b(5.02 \text{ TeV})$	$F_b(2.76 \text{ TeV})$	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$							
0-10	1.341	0.0952	0.0765	2.06 %	2.80 %	3.69 %	4.11 %
10-20	1.284	0.0952	0.0765	2.06 %	2.35 %	2.71 %	2.87 %
20-30	1.206	0.0952	0.0765	2.06 %	1.81 %	1.53 %	1.40 %
30-40	1.235	0.0952	0.0765	2.06 %	2.00 %	1.93 %	1.90 %
40-50	1.151	0.0952	0.0765	2.06 %	1.50 %	0.85 %	0.57 %
50-60	1.099	0.0952	0.0765	2.06 %	1.25 %	0.35 %	-0.05 %
60-90	1.191	0.0952	0.0765	2.06 %	1.81 %	1.53 %	1.41 %
cent (%)	r_{AA}^{inc}	$F_b(5.02 \text{ TeV})$	$F_b(2.76 \text{ TeV})$	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$							
0-10	1.111	0.1360	0.1104	2.97 %	0.20 %	-4.37 %	-7.15 %
10-20	1.401	0.1360	0.1104	2.97 %	5.98 %	10.93 %	13.94 %
20-30	1.080	0.1360	0.1104	2.97 %	0.72 %	-2.36 %	-3.94 %
30-40	1.007	0.1360	0.1104	2.97 %	0.35 %	-2.94 %	-4.50 %
40-50	1.146	0.1360	0.1104	2.97 %	2.06 %	0.91 %	0.36 %
50-60	1.177	0.1360	0.1104	2.97 %	2.47 %	1.85 %	1.56 %
60-90	1.203	0.1360	0.1104	2.97 %	2.74 %	2.46 %	2.33 %

TABLEAU C.9 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au r_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb–Pb pour différents intervalles en p_T à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. Les valeurs centrales du r_{AA}^{inc} et F_b sont aussi données.

ANNEXE C. EFFET DE LA COMPOSANTE NON-PROMPTE DU R_{AA}

p_T (GeV/c)	r_{AA}^{inc}	$F_b(5.02 \text{ TeV})$	$F_b(2.76 \text{ TeV})$	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
cent 0-90%							
0-1	0.979	0.0681	0.0544	1.46 %	0.44 %	-0.65 %	-1.11 %
1-2	1.067	0.0751	0.0602	1.62 %	0.81 %	-0.07 %	-0.45 %
2-3	1.268	0.0872	0.0700	1.88 %	2.01 %	2.17 %	2.23 %
3-4	1.290	0.1010	0.0813	2.19 %	2.59 %	3.09 %	3.33 %
4-5	1.316	0.1095	0.0883	2.37 %	3.10 %	4.04 %	4.49 %
5-6	1.320	0.1248	0.1010	2.72 %	3.94 %	5.72 %	6.69 %
6-8	1.088	0.1504	0.1224	3.29 %	0.55 %	-3.62 %	-5.97 %
p_T (GeV/c)	r_{AA}^{inc}	$F_b(5.02 \text{ TeV})$	$F_b(2.76 \text{ TeV})$	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
cent 0-20%							
0-1	0.931	0.0681	0.0544	1.46 %	0.24 %	-1.06 %	-1.61 %
1-2	1.060	0.0751	0.0602	1.62 %	0.79 %	-0.12 %	-0.51 %
2-3	1.280	0.0872	0.0700	1.88 %	2.09 %	2.33 %	2.44 %
3-4	1.342	0.1010	0.0813	2.19 %	3.10 %	4.27 %	4.83 %
4-5	1.309	0.1095	0.0883	2.37 %	3.14 %	4.15 %	4.66 %
5-6	1.329	0.1248	0.1010	2.72 %	4.26 %	6.66 %	8.03 %
6-8	1.119	0.1504	0.1224	3.29 %	0.43 %	-4.70 %	-8.10 %
p_T (GeV/c)	r_{AA}^{inc}	$F_b(5.02 \text{ TeV})$	$F_b(2.76 \text{ TeV})$	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
cent 20-40%							
0-1	0.993	0.0681	0.0544	1.46 %	0.45 %	-0.65 %	-1.11 %
1-2	1.033	0.0751	0.0602	1.62 %	0.61 %	-0.51 %	-0.98 %
2-3	1.221	0.0872	0.0700	1.88 %	1.74 %	1.58 %	1.51 %
3-4	1.193	0.1010	0.0813	2.19 %	1.81 %	1.36 %	1.15 %
4-5	1.349	0.1095	0.0883	2.37 %	3.29 %	4.44 %	4.98 %
5-6	1.180	0.1248	0.1010	2.72 %	2.02 %	1.10 %	0.63 %
6-8	0.969	0.1504	0.1224	3.29 %	-0.37 %	-5.14 %	-7.49 %
p_T (GeV/c)	r_{AA}^{inc}	$F_b(5.02 \text{ TeV})$	$F_b(2.76 \text{ TeV})$	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
cent 40-90%							
0-1	1.134	0.0681	0.0544	1.46 %	1.10 %	0.72 %	0.55 %
1-2	1.005	0.0751	0.0602	1.62 %	0.56 %	-0.58 %	-1.07 %
2-3	1.186	0.0872	0.0700	1.88 %	1.58 %	1.23 %	1.08 %
3-4	1.124	0.1010	0.0813	2.19 %	1.45 %	0.60 %	0.22 %
4-5	1.110	0.1095	0.0883	2.37 %	1.56 %	0.63 %	0.21 %
5-6	1.327	0.1248	0.1010	2.72 %	3.53 %	4.57 %	5.06 %
6-8	1.073	0.1504	0.1224	3.29 %	1.72 %	-0.21 %	-1.12 %

TABLEAU C.10 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au r_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de p_T pour les collisions Pb–Pb pour différents intervalles en centralité de la collision à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. Les valeurs centrales du r_{AA}^{inc} et F_b sont aussi données.

y	r_{AA}^{inc}	$F_b(5.02 \text{ TeV})$	$F_b(2.76 \text{ TeV})$	$R_{AA}^{npro} = 0$	$R_{AA}^{npro} = 0.5$	$R_{AA}^{npro} = 1.0$	$R_{AA}^{npro} = 1.2$
$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ / cent 0-90%							
2.50-2.75	1.143	0.0981	0.0790	2.12 %	1.53 %	0.85 %	0.55 %
2.75-3.00	0.901	0.0981	0.0790	2.12 %	-0.04 %	-2.45 %	-3.50 %
3.00-3.25	1.030	0.0894	0.0718	1.93 %	0.65 %	-0.79 %	-1.42 %
3.25-3.50	1.090	0.0894	0.0718	1.93 %	0.95 %	-0.17 %	-0.67 %
3.50-3.75	1.315	0.0741	0.0593	1.59 %	1.94 %	2.34 %	2.51 %
3.75-4.00	1.473	0.0741	0.0593	1.59 %	2.85 %	4.33 %	5.00 %

TABLEAU C.11 – Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au r_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de y , intégré en p_T et en centralité, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

C.1 Références

- [1] LHCb, R. Aaij *et al.*, JHEP **02**, 041 (2013), arXiv :1212.1045. [XXXIX](#)
- [2] LHCb, R. Aaij *et al.*, Eur. Phys. J. **C71**, 1645 (2011), arXiv :1103.0423. [XL](#)
- [3] LHCb, ALICE, ALICE and L. Collaborations, (2013). [XL](#)

ANNEXE D

TAUX DE PRODUCTION DU J/ψ DANS LES COLLISIONS PB–PB À $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TEV

Nous rappelons que le taux de production est défini comme :

$$\frac{d^2Y_{\text{J}/\psi}^i}{dydp_T} = \frac{d^2Y_{\text{J}/\psi}^i/dp_T dy}{\text{BR} \cdot A e^i(p_T, y) \cdot N_{\text{MB}}^i} \quad (\text{D.1})$$

Les résultats sont présentés en fonction de la centralité, de la **rapidité** et de l'impulsion transverse.

D.1 Dépendance en centralité

D.1.1 Intégré en p_T et y

cent (%)	$Y_{\text{J}/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$	
	$0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$	$0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$
0-10	$555.30 \pm 9.25 \pm 12.93$	$543.67 \pm 9.09 \pm 12.98$
10-20	$343.94 \pm 5.75 \pm 6.23$	$336.49 \pm 5.93 \pm 6.29$
20-30	$214.34 \pm 3.91 \pm 3.47$	$209.68 \pm 3.77 \pm 3.38$
30-40	$115.36 \pm 2.28 \pm 2.93$	$112.48 \pm 2.25 \pm 2.75$
40-50	$68.61 \pm 1.47 \pm 1.30$	$66.11 \pm 1.45 \pm 1.28$
50-60	$35.89 \pm 0.86 \pm 0.76$	$33.78 \pm 0.82 \pm 0.72$
60-70	$18.59 \pm 0.47 \pm 0.43$	$16.96 \pm 0.47 \pm 0.39$
70-80	$9.20 \pm 0.30 \pm 0.32$	$7.86 \pm 0.28 \pm 0.27$
80-90	$4.20 \pm 0.17 \pm 0.29$	$3.03 \pm 0.14 \pm 0.21$

TABLEAU D.1 – Taux de production du J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour deux intervalles en p_T . Une incertitude globale de 5.3 % affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$	
	$0 < p_T < 8$ GeV/c	$0.3 < p_T < 8$ GeV/c
0-10	$547.46 \pm 9.15 \pm 13.07$	$542.60 \pm 9.05 \pm 12.94$
10-20	$337.73 \pm 5.95 \pm 6.31$	$334.09 \pm 5.89 \pm 5.93$
20-30	$213.33 \pm 3.83 \pm 3.44$	$210.23 \pm 3.88 \pm 3.41$
30-40	$112.32 \pm 2.24 \pm 2.75$	$110.33 \pm 2.23 \pm 2.71$
40-50	$66.52 \pm 1.46 \pm 1.29$	$65.11 \pm 1.44 \pm 1.27$
50-60	$33.99 \pm 0.82 \pm 0.72$	$33.26 \pm 0.83 \pm 0.71$
60-70	$17.05 \pm 0.47 \pm 0.39$	$16.70 \pm 0.46 \pm 0.39$
70-80	$7.86 \pm 0.28 \pm 0.27$	$7.68 \pm 0.28 \pm 0.26$
80-90	$3.03 \pm 0.14 \pm 0.21$	$2.98 \pm 0.14 \pm 0.20$

TABLEAU D.2 – Taux de production du J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour deux intervalles en p_T . Une incertitude globale de 5.3 % affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$	cent (%)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$
$-4 < y < -2.5, p_T < 8$ GeV/c		$-4 < y < -2.5, p_T < 8$ GeV/c	
0-2	$701.409 \pm 24.742 \pm 19.55$	30-35	$133.183 \pm 3.646 \pm 3.80$
2-4	$616.742 \pm 22.273 \pm 16.73$	35-40	$101.583 \pm 2.862 \pm 2.08$
4-6	$566.680 \pm 20.780 \pm 12.55$	40-45	$79.684 \pm 2.358 \pm 1.55$
6-8	$476.601 \pm 17.303 \pm 12.34$	45-50	$59.854 \pm 1.798 \pm 1.17$
8-10	$454.481 \pm 15.823 \pm 12.37$	50-55	$42.015 \pm 1.375 \pm 0.98$
10-12	$432.154 \pm 15.907 \pm 10.33$	55-60	$30.860 \pm 1.021 \pm 0.60$
12-15	$366.766 \pm 11.600 \pm 6.95$	60-65	$22.012 \pm 0.744 \pm 0.51$
15-18	$318.274 \pm 10.386 \pm 7.15$	65-70	$15.665 \pm 0.595 \pm 0.40$
18-21	$287.280 \pm 8.771 \pm 7.32$	70-75	$10.967 \pm 0.485 \pm 0.39$
21-24	$243.623 \pm 8.243 \pm 4.85$	75-80	$7.752 \pm 0.375 \pm 0.27$
24-27	$210.908 \pm 6.682 \pm 3.34$	80-85	$5.226 \pm 0.265 \pm 0.36$
27-30	$173.755 \pm 5.632 \pm 3.41$	85-90	$3.204 \pm 0.201 \pm 0.22$

TABLEAU D.3 – Taux de production du J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour $p_T < 8$ GeV/c. Une incertitude globale de 5.3 % affecte toutes les valeurs.

D.1.2 Intégré en y pour différents intervalles en p_T

cent (%)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$	
	$0 < p_T < 2$ GeV/c	$0.3 < p_T < 2$ GeV/c
0-10	$157.67 \pm 4.18 \pm 3.81$	$179.45 \pm 4.67 \pm 4.52$
10-20	$94.22 \pm 3.07 \pm 1.99$	$106.62 \pm 3.42 \pm 2.25$
20-30	$57.71 \pm 1.96 \pm 0.97$	$65.21 \pm 2.09 \pm 1.15$
30-40	$28.02 \pm 1.15 \pm 0.56$	$31.29 \pm 1.33 \pm 0.60$
40-50	$17.30 \pm 0.73 \pm 0.40$	$18.72 \pm 0.82 \pm 0.47$
50-60	$9.19 \pm 0.39 \pm 0.27$	$9.41 \pm 0.45 \pm 0.24$
60-90	$2.97 \pm 0.09 \pm 0.11$	$2.59 \pm 0.10 \pm 0.11$

TABLEAU D.4 – Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour différents intervalles en p_T . Une incertitude globale de 4.7 % affecte toutes les valeurs.

cent (%)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$		
	$2 < p_T < 5$ GeV/c	$5 < p_T < 8$ GeV/c	$8 < p_T < 12$ GeV/c
0-10	$73.35 \pm 1.45 \pm 2.01$	$73.35 \pm 1.45 \pm 2.01$	$0.544 \pm 0.038 \pm 0.012$
10-20	$46.57 \pm 1.04 \pm 1.14$	$46.57 \pm 1.04 \pm 1.14$	$0.409 \pm 0.028 \pm 0.014$
20-30	$30.13 \pm 0.66 \pm 0.68$	$30.13 \pm 0.66 \pm 0.68$	$0.298 \pm 0.020 \pm 0.006$
30-40	$16.63 \pm 0.43 \pm 0.37$	$16.63 \pm 0.43 \pm 0.37$	$0.183 \pm 0.015 \pm 0.004$
40-50	$9.82 \pm 0.28 \pm 0.24$	$9.82 \pm 0.28 \pm 0.24$	$0.132 \pm 0.010 \pm 0.003$
50-60	$5.22 \pm 0.16 \pm 0.11$	$5.22 \pm 0.16 \pm 0.11$	$0.072 \pm 0.008 \pm 0.001$
60-90	$1.41 \pm 0.04 \pm 0.06$	$1.41 \pm 0.04 \pm 0.06$	$0.018 \pm 0.002 \pm 0.001$

TABLEAU D.5 – Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour différents intervalles en p_T . Une incertitude globale de 4.2 % / 4.1 % / 4.1 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle $2 < p_T < 5$ GeV/c / $5 < p_T < 8$ GeV/c / $8 < p_T < 12$ GeV/c.

D.1.3 Intégré en p_T pour différents intervalles en y

cent (%)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$		
	$2.5 < y < 3$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$
0-10	$61.13 \pm 1.87 \pm 1.77$	$44.69 \pm 1.01 \pm 1.20$	$32.95 \pm 0.98 \pm 0.91$
10-20	$35.10 \pm 1.34 \pm 0.92$	$28.97 \pm 0.70 \pm 0.53$	$19.70 \pm 0.65 \pm 0.52$
20-30	$23.92 \pm 0.87 \pm 0.88$	$17.22 \pm 0.47 \pm 0.28$	$12.15 \pm 0.42 \pm 0.24$
30-40	$11.86 \pm 0.49 \pm 0.39$	$9.33 \pm 0.26 \pm 0.16$	$6.57 \pm 0.24 \pm 0.20$
40-50	$6.98 \pm 0.30 \pm 0.21$	$5.59 \pm 0.17 \pm 0.14$	$4.07 \pm 0.16 \pm 0.12$
50-60	$3.91 \pm 0.17 \pm 0.14$	$2.85 \pm 0.10 \pm 0.05$	$2.15 \pm 0.11 \pm 0.06$
60-90	$1.07 \pm 0.04 \pm 0.04$	$0.86 \pm 0.02 \pm 0.03$	$0.67 \pm 0.02 \pm 0.03$

TABLEAU D.6 – Taux de production obtenues pour $0 < p_T < 12$ GeV/c en fonction de la centralité pour différents intervalles en y . Une incertitude globale de 4.5 % / 4.4 % / 4.1 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle $2.5 < y < 3$ / $3.0 < y < 3.5$ / $3.5 < y < 4$.

cent (%)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$		
	$2.5 < y < 3$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$
0-10	$61.76 \pm 1.88 \pm 1.81$	$44.69 \pm 1.09 \pm 1.20$	$32.95 \pm 0.98 \pm 0.91$
10-20	$35.82 \pm 1.34 \pm 0.94$	$28.97 \pm 0.70 \pm 0.53$	$19.70 \pm 0.65 \pm 0.52$
20-30	$24.18 \pm 0.86 \pm 0.91$	$17.22 \pm 0.47 \pm 0.28$	$12.15 \pm 0.42 \pm 0.24$
30-40	$11.83 \pm 0.48 \pm 0.41$	$9.33 \pm 0.26 \pm 0.16$	$6.57 \pm 0.24 \pm 0.20$
40-50	$6.97 \pm 0.30 \pm 0.22$	$5.59 \pm 0.17 \pm 0.14$	$4.07 \pm 0.16 \pm 0.12$
50-60	$3.78 \pm 0.17 \pm 0.14$	$2.85 \pm 0.10 \pm 0.05$	$2.15 \pm 0.11 \pm 0.06$
60-90	$0.95 \pm 0.04 \pm 0.04$	$0.86 \pm 0.02 \pm 0.03$	$0.67 \pm 0.02 \pm 0.03$

TABLEAU D.7 – Taux de production obtenues pour $0.3 < p_T < 12$ en fonction de la centralité pour différents intervalles en y . Une incertitude globale de 4.5 % / 4.4 % / 4.1 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle $2.5 < y < 3$ / $3.0 < y < 3.5$ / $3.5 < y < 4$.

D.2 Dépendance en p_T

D.2.1 Intégré en y

p_T (GeV/c)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$	
	cent 0-90%	cent 0-20%
0-1	$30.64 \pm 0.80 \pm 1.68$	$91.96 \pm 3.23 \pm 5.05$
1-2	$51.96 \pm 0.89 \pm 2.42$	$160.77 \pm 3.61 \pm 7.57$
2-3	$36.92 \pm 0.61 \pm 1.17$	$109.37 \pm 2.61 \pm 5.05$
3-4	$17.65 \pm 0.31 \pm 0.83$	$49.68 \pm 1.24 \pm 2.28$
4-5	$7.60 \pm 0.16 \pm 0.33$	$20.18 \pm 0.66 \pm 0.90$
5-6	$3.36 \pm 0.08 \pm 0.14$	$8.96 \pm 0.34 \pm 0.38$
6-7	$1.52 \pm 0.04 \pm 0.06$	$3.78 \pm 0.15 \pm 0.17$
7-8	$0.69 \pm 0.03 \pm 0.03$	$1.62 \pm 0.11 \pm 0.07$
8-9	$0.38 \pm 0.02 \pm 0.02$	$0.94 \pm 0.07 \pm 0.05$
9-10	$0.20 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.49 \pm 0.05 \pm 0.02$
10-12	$0.09 \pm 0.01 \pm 0.004$	$0.22 \pm 0.02 \pm 0.01$

TABLEAU D.8 – Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (0-90% et 0-20%). Une incertitude globale de 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-90% / 0-20%.

p_T (GeV/c)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$	
	cent 20-40%	cent 40-90%
0-1	$31.87 \pm 1.44 \pm 1.73$	$5.72 \pm 0.21 \pm 0.31$
0.3-1	$16.46 \pm 0.80 \pm 0.90$	$2.31 \pm 0.11 \pm 0.12$
1-2	$53.74 \pm 1.74 \pm 2.56$	$8.22 \pm 0.26 \pm 0.41$
2-3	$40.25 \pm 1.08 \pm 2.10$	$6.29 \pm 0.18 \pm 0.30$
3-4	$20.52 \pm 0.55 \pm 0.92$	$3.48 \pm 0.09 \pm 0.17$
4-5	$9.27 \pm 0.29 \pm 0.49$	$1.68 \pm 0.06 \pm 0.07$
5-6	$4.01 \pm 0.17 \pm 0.17$	$0.78 \pm 0.03 \pm 0.03$
6-7	$2.15 \pm 0.11 \pm 0.10$	$0.39 \pm 0.02 \pm 0.01$
7-8	$0.96 \pm 0.06 \pm 0.04$	$0.21 \pm 0.01 \pm 0.01$
8-12	$0.24 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.05 \pm 0.003 \pm 0.002$

TABLEAU D.9 – Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité. Une incertitude globale de 1.0 % / 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 20-40% / 40-90%.

p_T (GeV/c)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$		
	cent 0-10%	cent 10-20%	cent 20-30%
0-0.5	$56.75 \pm 4.59 \pm 3.18$	$40.92 \pm 4.19 \pm 2.38$	$24.99 \pm 2.46 \pm 1.47$
0.5-1	$181.30 \pm 10.26 \pm 10.54$	$102.11 \pm 5.91 \pm 5.71$	$60.41 \pm 3.82 \pm 3.28$
1-2	$204.64 \pm 5.86 \pm 10.08$	$120.16 \pm 4.14 \pm 6.09$	$73.72 \pm 2.80 \pm 3.66$
2-3	$136.43 \pm 3.86 \pm 6.55$	$84.11 \pm 2.84 \pm 4.01$	$53.60 \pm 1.80 \pm 2.75$
3-4	$61.50 \pm 2.15 \pm 2.88$	$39.42 \pm 1.42 \pm 1.83$	$26.41 \pm 0.93 \pm 1.19$
4-5	$23.48 \pm 1.05 \pm 1.12$	$17.19 \pm 0.73 \pm 0.81$	$11.32 \pm 0.48 \pm 0.48$
5-6	$10.18 \pm 0.52 \pm 0.52$	$7.49 \pm 0.36 \pm 0.31$	$4.93 \pm 0.25 \pm 0.21$
6-7	$4.11 \pm 0.24 \pm 0.19$	$3.20 \pm 0.18 \pm 0.14$	$2.49 \pm 0.17 \pm 0.11$
7-8	$1.73 \pm 0.14 \pm 0.08$	$1.62 \pm 0.13 \pm 0.07$	$1.10 \pm 0.10 \pm 0.05$
8-12	$0.55 \pm 0.03 \pm 0.02$	$0.41 \pm 0.02 \pm 0.02$	$0.29 \pm 0.01 \pm 0.01$

TABLEAU D.10 – Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour trois intervalles en centralité. Une incertitude globale de 1.8 % / 1.3 % / 1.2 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-10% / 10-20% / 20-30%.

p_T (GeV/c)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$			
	cent 30-40%	cent 40-50%	cent 50-60%	cent 60-90%
0-0.5	$13.87 \pm 1.49 \pm 0.86$	$9.51 \pm 1.02 \pm 0.58$	$5.97 \pm 0.47 \pm 0.35$	$3.44 \pm 0.13 \pm 0.18$
0.5-1	$28.68 \pm 2.10 \pm 1.62$	$15.05 \pm 1.30 \pm 0.90$	$8.80 \pm 0.79 \pm 0.52$	$2.38 \pm 0.15 \pm 0.14$
1-2	$34.83 \pm 1.68 \pm 1.74$	$22.32 \pm 1.05 \pm 1.13$	$10.74 \pm 0.61 \pm 0.54$	$2.78 \pm 0.11 \pm 0.14$
2-3	$27.57 \pm 1.14 \pm 1.32$	$16.29 \pm 0.72 \pm 0.78$	$8.54 \pm 0.45 \pm 0.40$	$2.35 \pm 0.10 \pm 0.10$
3-4	$14.97 \pm 0.59 \pm 0.68$	$9.07 \pm 0.37 \pm 0.52$	$4.72 \pm 0.23 \pm 0.22$	$1.22 \pm 0.05 \pm 0.060$
4-5	$7.51 \pm 0.31 \pm 0.39$	$4.11 \pm 0.20 \pm 0.19$	$2.46 \pm 0.12 \pm 0.12$	$0.64 \pm 0.03 \pm 0.03$
5-6	$3.17 \pm 0.17 \pm 0.14$	$2.00 \pm 0.11 \pm 0.09$	$1.10 \pm 0.07 \pm 0.05$	$0.28 \pm 0.02 \pm 0.01$
6-7	$1.85 \pm 0.10 \pm 0.08$	$0.95 \pm 0.06 \pm 0.05$	$0.64 \pm 0.05 \pm 0.04$	$0.13 \pm 0.01 \pm 0.01$
7-8	$0.86 \pm 0.06 \pm 0.04$	$0.50 \pm 0.03 \pm 0.024$	$0.29 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.01 \pm 0.004$
8-12	$0.18 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.13 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.07 \pm 0.01 \pm 0.003$	$0.02 \pm 0.002 \pm 0.001$

TABLEAU D.11 – Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour quatre intervalles en centralité. Une incertitude globale de 1.1 % / 1.2 % / 1.2 % / 3.7 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 30-40% / 40-50% / 50-60% / 60-90%.

D.2.2 Deux intervalles en y

p_T (GeV/c)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$		
	cent 0-20%	cent 20-40%	cent 40-90%
0-1	$106.71 \pm 5.48 \pm 6.92$	$39.47 \pm 2.77 \pm 2.57$	$6.49 \pm 0.37 \pm 0.41$
0.3-1	-	-	$6.18 \pm 0.45 \pm 0.40$
1-2	$197.13 \pm 6.52 \pm 10.86$	$65.10 \pm 2.83 \pm 3.89$	$9.82 \pm 0.42 \pm 0.55$
2-3	$131.92 \pm 4.11 \pm 7.11$	$47.15 \pm 1.74 \pm 2.64$	$7.29 \pm 0.27 \pm 0.41$
3-4	$63.39 \pm 2.05 \pm 3.56$	$25.29 \pm 0.91 \pm 1.39$	$4.20 \pm 0.15 \pm 0.23$
4-5	$25.95 \pm 1.14 \pm 1.39$	$12.12 \pm 0.48 \pm 0.61$	$2.02 \pm 0.09 \pm 0.10$
5-6	$11.18 \pm 0.54 \pm 0.56$	$5.00 \pm 0.27 \pm 0.24$	$0.99 \pm 0.05 \pm 0.05$
6-8	$3.26 \pm 0.15 \pm 0.16$	$1.85 \pm 0.10 \pm 0.10$	$0.36 \pm 0.02 \pm 0.02$
8-12	$0.62 \pm 0.04 \pm 0.03$	$0.30 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.07 \pm 0.004 \pm 0.003$

TABLEAU D.12 – Taux de production obtenues dans l'intervalle $2.5 < y < 3.25$ et pour plusieurs centralités (0-20% / 20-40% / 40-90%) en fonction de l'impulsion transverse p_T . Une incertitude globale de 1.6 % / 1.0 % / 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-20% / 20-40% / 40-90%.

ANNEXE D. TAUX DE PRODUCTION DU J/ψ DANS LES COLLISIONS PB-PB
 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TEV

p_T (GeV/c)	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$		
	cent 0-20%	cent 20-40%	cent 40-90%
0-1	$73.95 \pm 3.13 \pm 4.60$	$23.68 \pm 1.32 \pm 1.28$	$4.86 \pm 0.24 \pm 0.26$
0.3-1	-	-	$4.97 \pm 0.34 \pm 0.25$
1-2	$124.05 \pm 4.03 \pm 6.50$	$42.69 \pm 1.64 \pm 2.19$	$6.49 \pm 0.27 \pm 0.35$
2-3	$86.75 \pm 2.57 \pm 4.37$	$32.55 \pm 1.16 \pm 1.73$	$5.24 \pm 0.21 \pm 0.27$
3-4	$37.11 \pm 1.57 \pm 1.89$	$15.72 \pm 0.62 \pm 0.78$	$2.73 \pm 0.11 \pm 0.16$
4-5	$15.31 \pm 0.78 \pm 0.80$	$6.98 \pm 0.30 \pm 0.34$	$1.35 \pm 0.07 \pm 0.07$
5-6	$6.70 \pm 0.37 \pm 0.34$	$3.07 \pm 0.19 \pm 0.16$	$0.57 \pm 0.03 \pm 0.03$
6-8	$2.12 \pm 0.10 \pm 0.11$	$1.30 \pm 0.08 \pm 0.06$	$0.23 \pm 0.01 \pm 0.01$
8-12	$0.32 \pm 0.03 \pm 0.02$	$0.19 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.003 \pm 0.002$

TABLEAU D.13 – Taux de production obtenues dans l'intervalle $3.25 < y < 4$ et pour plusieurs centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T . Une incertitude globale de 1.6 % / 1.0 % / 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-20% / 20-40% / 40-90%.

D.3 Dépendance en y

y	$Y_{J/\psi} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.} \times 10^4$			
	cent 0-90%	cent 0-20%	cent 20-40%	cent 40-90%
2.50-2.75	$17.07 \pm 0.67 \pm 1.10$	$50.79 \pm 2.74 \pm 3.27$	$18.91 \pm 1.14 \pm 1.06$	$3.06 \pm 0.16 \pm 0.18$
2.75-3.00	$15.08 \pm 0.30 \pm 0.70$	$44.98 \pm 1.20 \pm 2.10$	$16.59 \pm 0.50 \pm 0.83$	$2.64 \pm 0.08 \pm 0.13$
3.00-3.25	$13.39 \pm 0.24 \pm 0.58$	$40.95 \pm 1.02 \pm 1.78$	$14.10 \pm 0.40 \pm 0.63$	$2.31 \pm 0.06 \pm 0.11$
3.25-3.50	$11.59 \pm 0.21 \pm 0.49$	$34.48 \pm 0.89 \pm 1.45$	$12.34 \pm 0.33 \pm 0.53$	$2.09 \pm 0.06 \pm 0.09$
3.50-3.75	$9.80 \pm 0.18 \pm 0.39$	$29.42 \pm 0.79 \pm 1.18$	$10.15 \pm 0.30 \pm 0.42$	$1.82 \pm 0.05 \pm 0.08$
3.75-4.00	$7.57 \pm 0.23 \pm 0.40$	$21.60 \pm 0.93 \pm 1.15$	$8.61 \pm 0.45 \pm 0.47$	$1.44 \pm 0.06 \pm 0.08$

TABLEAU D.14 – Taux de production obtenues pour $0 < p_T < 12$ GeV/ c et pour plusieurs centralités en fonction de la rapidité y . Une incertitude globale de 1.6 % / 1.6 % / 1.0 % / 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-90% / 0-20% / 20-40% / 40-90%.

E.1 Crystal-Ball étendue

Cette fonction possède un facteur de normalisation N , deux paramètres pour le coeur gaussien (\bar{x} et σ) et quatre paramètres de queue de distribution (α , n , α' et n'). Elle est définie comme suit :

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

avec

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

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

E.2 NA60

Cette fonction possède un facteur de normalisation N , deux paramètres pour le coeur gaussien (\bar{x} et σ) et huit paramètres de queue de distribution (α^L , p_1^L , p_2^L , p_3^L , α^R , p_1^R , p_2^R et p_3^R). Elle est définie comme suit :

$$f(x) = N \cdot \exp\left(-0.5 \left(\frac{t}{t_0}\right)^2\right)$$

avec

$$t = \frac{x - \bar{x}}{\sigma}$$

et

$$\begin{cases} t_0 = 1 + p_1^L (\alpha^L - t)^{(p_2^L - p_3^L \sqrt{\alpha^L - t})} & \text{pour } t < \alpha^L \\ t_0 = 1 & \text{pour } \alpha^L < t < \alpha^R \\ t_0 = 1 + p_1^R (t - \alpha^R)^{(p_2^R - p_3^R \sqrt{t - \alpha^R})} & \text{pour } t > \alpha^R \end{cases}$$

E.3 Gaussienne à largeur variable

Cette fonction possède un facteur de normalisation N , et trois paramètres $(\bar{x}, \alpha, \beta, \gamma)$. Elle est définie comme :

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

avec

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

Dans le cas dit "étendu", le paramètre σ se voit ajouter un terme quadratique et un nouveau paramètre (γ) tel que :

$$\sigma = \alpha + \beta \left(\frac{x - \bar{x}}{\bar{x}}\right) + \gamma \left(\frac{x - \bar{x}}{\bar{x}}\right)^2$$

E.4 Fonctions de génération des J/ψ dans les simulations MC dans les collisions pp à 5.02 TeV

Les fonctions analytiques utilisées dans les simulations MC sont :

$$f(p_T) = p_0 \times \frac{p_T}{(p_1 + p_T^{p_2})^{p_3}} \quad (\text{E.1})$$

avec $p_0=4654.3$, $p_1=12.8133$, $p_2=1.9647$ et $p_3=3.66641$, et

$$f(y) = p_0 \times (1 + p_1 \times y^2) \quad (\text{E.2})$$

avec $p_0=1.18296$ et $p_1=0.0405994$. Les paramètres sont ceux obtenus par la méthode itérative (cf. 3.4.2)

E.5 Fonction de générations des J/ψ dans les simulations MC dans les collisions Pb–Pb à 5.02 TeV

Les fonctions analytiques utilisées dans les simulations MC sont :

$$f(p_T) = p_0 \times \frac{p_T}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{p_1}\right)^{p_2}\right)^{p_3}} \quad (\text{E.3})$$

avec $p_0 = 1.01 \times 10^6$, $p_1 = 3.50$, $p_2=1.93$ et $p_3=3.96$, et

$$f(y) = p_0 \times \exp\left(-0.5 \times \left(\frac{y}{p_1}\right)^2\right) \quad (\text{E.4})$$

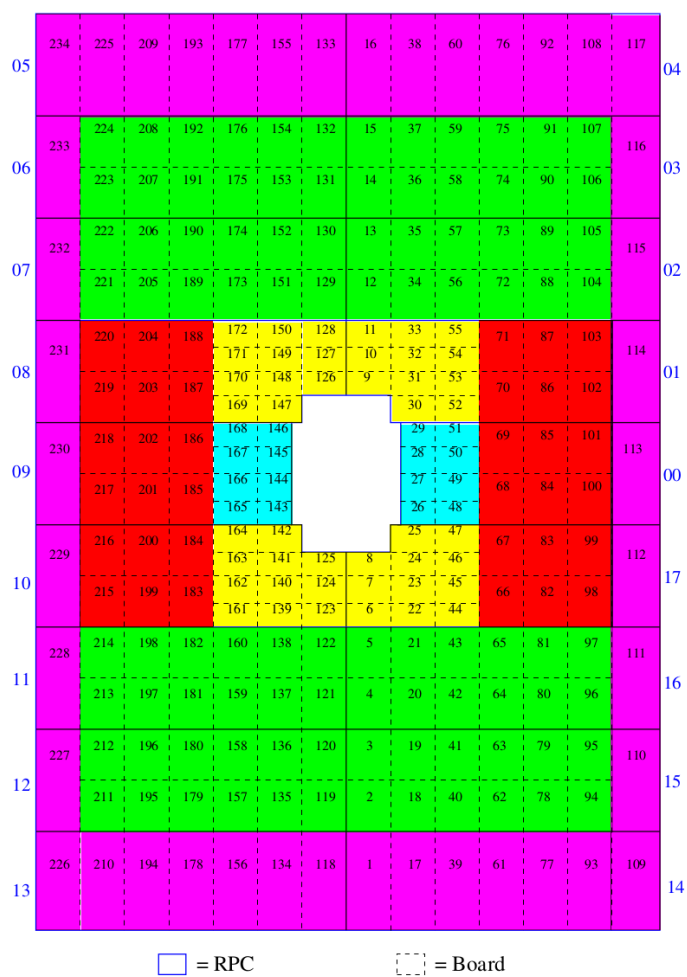
avec $p_0 = 1.10 \times 10^6$ et $p_1=2.13$. Les paramètres sont ceux obtenus après la méthode itérative (cf. 3.4.2)

E.6 Fonction utilisée pour l'évaluation du $\langle p_T \rangle$ et du $\langle p_T^2 \rangle$

La fonction utilisée pour évaluer le $\langle p_T \rangle$ et le $\langle p_T^2 \rangle$ est très similaire à l'Eq. [E.1](#) tel que :

$$f(p_T) = C \times \frac{p_T}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{p_0}\right)^2\right)^n} \quad (\text{E.5})$$

F.1 Groupes de carte locale utilisés dans l'estimation de l'efficacité du déclencheur dans les collisions Pb–Pb



F.2 Tableaux divers

run	LHCFillNumber	LHCfillingSchemeName
244540	4643	25ns_1825b_1813_1438_1486_144bpi16inj_sp
244531	4643	25ns_1825b_1813_1438_1486_144bpi16inj_sp
244351	4634	Multi_44b_22_22_22_4bpi12inj
244484	4640	25ns_1465b_1453_1218_1248_144bpi13inj_sp
244542	4643	25ns_1825b_1813_1438_1486_144bpi16inj_sp
244480	4640	25ns_1465b_1453_1218_1248_144bpi13inj_sp
244482	4640	25ns_1465b_1453_1218_1248_144bpi13inj_sp
244377	4634	Multi_44b_22_22_22_4bpi12inj
244626	4647	25ns_1825b_1813_1438_1486_144bpi16inj_sp
244619	4647	25ns_1825b_1813_1438_1486_144bpi16inj_sp
244416	4638	25ns_219b_207_174_180_48bpi8inj
244343	4634	Multi_44b_22_22_22_4bpi12inj
244340	4634	Multi_44b_22_22_22_4bpi12inj
244355	4634	Multi_44b_22_22_22_4bpi12inj
244628	4647	25ns_1825b_1813_1438_1486_144bpi16inj_sp
244627	4647	25ns_1825b_1813_1438_1486_144bpi16inj_sp
244453	4639	25ns_889b_877_828_828_72bpi15inj
244359	4634	Multi_44b_22_22_22_4bpi12inj
244364	4634	Multi_44b_22_22_22_4bpi12inj
244481	4640	25ns_1465b_1453_1218_1248_144bpi13inj_sp
244483	4640	25ns_1465b_1453_1218_1248_144bpi13inj_sp
244421	4638	25ns_219b_207_174_180_48bpi8inj
244411	4638	25ns_219b_207_174_180_48bpi8inj
244418	4638	25ns_219b_207_174_180_48bpi8inj
244617	4647	25ns_1825b_1813_1438_1486_144bpi16inj_sp

TABLEAU E1 – Numéro de run, numéro de remplissage et schéma de remplissage de la période LHC15n après sélection de la tâche QA.

ANNEXE G

LISTE DES ACRONYMES

ALICE A Large Ion Colliding Experiment. [iv](#), [v](#), [21–23](#), [25–29](#), [36](#), [38–41](#), [43](#), [47](#), [49](#), [50](#), [92](#), [100](#), [101](#), [110](#), [126](#), [129](#), [130](#), [132](#), [134](#), [136](#), [141](#), [142](#), [XXXIX](#), [XL](#), [LXXV](#), [LXXVI](#), [LXXX](#)

AOD Analysis Object Data. [49](#)

AP Point d’Ancre. [102](#), [XXXVII](#), [XXXVIII](#), [LXXXVII](#)

ATLAS A Toroidal Lhc ApparatuS. [39](#), [40](#)

CEM Color Evaporation Model. [12](#), [13](#)

CERN Centre Européen pour la Recherche Nucléaire. [36](#), [50](#)

CGC Color Glass Condensate. [8](#), [92](#), [141](#)

CMS Compact Muon Solenoid. [39](#), [40](#)

CSM Color-Singlet Model. [13](#), [14](#), [24](#)

CTP Central Trigger Processor. [47](#), [48](#)

DAQ Data AcQuisition. [47](#), [49](#)

DCal Di-jet Calorimeter. [41](#)

DDL Detector Data Link. [49](#)

ECR Electron Cyclotron Resonance. [38](#)

ED Élément de Détection. [74](#)

EMCal ElectroMagnetic Calorimeter. [41](#), [48](#)

ESD Event Summary Data. [49](#), [56](#)

FMD Forward Multiplicity Detector. [41](#)

FONLL Fix-Order Next-to-Leading Logarithm. [92](#), [141](#)

- GDC** Global Data Collector. [49](#)
- HLT** High Level Trigger. [48](#), [49](#)
- HMPID** High Momentum Particle Identification Detector. [41](#)
- ITS** Inner Tracking System. [40](#), [41](#)
- LCG** LHC Computing Grid. [49](#)
- LDC** Local Data Concentrators. [49](#)
- LDME** Long Distance Matrix Element. [14](#), [92](#)
- LEIR** Low-Energy Injector Ring. [38](#)
- LEP** Large Electron Positron collider. [36](#)
- LHC** Large Hadron Collider. [iv](#), [1](#), [2](#), [7](#), [8](#), [10](#), [14](#), [18](#), [21](#), [26](#), [36–40](#), [45](#), [85](#), [92](#), [141](#), [LXXVI](#), [LXXXIII](#)
- LHCb** Large Hadron Collider beauty. [21–24](#), [39](#), [40](#), [127](#), [128](#), [XXXIX](#), [XL](#), [LXXV](#), [LXXVI](#)
- LHCf** Large Hadron Collider forward. [40](#)
- LINAC** LINear ACcelerator. [38](#)
- LO** Leading Order. [11](#), [13](#), [14](#), [92](#)
- IQCD** lattice-QCD. [6](#), [13](#), [15](#)
- MB** Minimum Bias. [48](#), [51](#), [58](#), [84–86](#), [100](#), [102](#), [103](#), [110](#), [111](#), [121](#)
- MC** Monte Carlo. [50](#), [62](#), [67](#), [68](#), [71](#), [74–76](#), [79](#), [81–84](#), [101](#), [102](#), [115](#), [116](#), [118–120](#), [LXXVII–LXXXIX](#)
- MCH** Muon CHambers. [41](#), [46](#), [47](#), [56](#), [59](#), [60](#), [62](#), [72](#), [79](#), [80](#), [84](#), [89](#), [103](#), [115](#), [117](#), [141](#), [142](#)
- MS** Muon Simple. [59](#)
- MTR** Muon TRigger. [41](#), [46–48](#), [51](#), [57–59](#), [79–81](#), [84](#), [89](#), [103–105](#), [112](#), [118](#), [119](#), [121](#), [141](#), [VI](#), [VII](#), [XXIII](#), [XXIV](#), [LXXXIV](#), [LXXXV](#)
- NLO** Next-to Leading Order. [92](#)
- NNLO** Next-to-Next-to Leading Order. [13](#)
- nPDF** nuclear Parton Distribution Functions. [17](#), [18](#), [21](#), [27](#), [LXXVI](#)
- NRQCD** Non Relativistic QCD. [14](#), [24](#), [92](#), [141](#)
- OCDB** Offline Condition Data Base. [50](#), [51](#), [85](#), [86](#)
- PDF** Parton Distribution Function. [9](#), [13](#), [14](#), [17](#), [18](#)
- PDS** Permanent Data Storage. [49](#)

- PHOS** PHoton Spectrometer. [41](#)
- PI** Point d'Interaction. [38](#), [41–46](#), [51](#), [58](#), [59](#)
- PMD** Photon Multiplicity Detector. [41](#)
- pQCD** perturbative QCD. [11](#)
- PQG** Plasma de Quark et Gluon. [iii](#), [iv](#), [vii](#), [1](#), [2](#), [5–11](#), [14](#), [15](#), [20](#), [29](#), [36](#), [39](#), [40](#), [127](#), [142](#)
- PS** Synchrotron à Protons. [36](#), [38](#), [59](#), [85](#), [86](#), [103](#), [122](#)
- PSB** PS Booster. [38](#)
- PSO** Paire de muons de Signe Opposé. [58–62](#)
- PU** Pile Up. [85](#), [87](#), [99](#), [121](#), [LXXVIII](#)
- QA** Quality Assurance. [56](#), [59](#), [103](#)
- QCD** Chromo-Dynamic Quantique. [iii](#), [1](#), [3–7](#), [11](#)
- QED** Electro-Dynamique Quantique. [4](#)
- RORC** ReadOut Receiver Card. [49](#)
- RPC** Resistive Plate Chamber. [46](#)
- SC** Synchro-Cyclotron. [36](#)
- SDD** Silicon Drift Detector. [41](#)
- SPD** Silicon Pixel Detector. [41](#), [42](#), [47](#), [48](#)
- SPS** Super Synchrotron à Protons. [17](#), [36](#), [38](#)
- SSD** Silicon Strip Detector. [41](#)
- T0** TZERO. [41](#), [43](#), [47](#), [84](#), [87–89](#)
- TOF** Time Of Flight. [40](#)
- TOTEM** TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement. [40](#)
- TPC** Time Projection Chamber. [40](#)
- TRD** Transition Radiative Detector. [40](#), [48](#)
- V0** VZERO. [41](#), [42](#), [47](#), [48](#), [84](#), [88](#), [101](#), [102](#), [122](#), [LXXVIII](#)
- VDM** Van der Meer scan. [88](#), [89](#)
- ZDC** Zero Degree Calorimeter. [41](#), [42](#), [47](#), [48](#), [58](#), [59](#)
- ZM** Zone Morte. [74](#)

ALIROOT Système d'analyse écrit en langage C++ spécifique à ALICE et basé sur l'environnement ROOT permettant la manipulation et l'analyse de fichier de donnée. [49](#), [50](#), [141](#), [LXXVI](#)

classe de déclenchement Somme logique de signaux de déclenchement de différents détecteurs dans ALICE. [47–49](#), [57–59](#), [79](#), [84–86](#), [88](#), [103](#), [105](#), [115](#), [117](#), [121](#), [122](#), [LXXVII](#), [LXXXIII](#)

cluster dépôt d'énergie laissé par le passage d'une particule dans le détecteur. [47](#), [56](#), [57](#), [72](#), [75](#), [LXXVI](#), [LXXVII](#)

Digit A COMPLETER. [51](#)

fdp Fonctions de Distribution Partonique, il s'agit de la distribution des partons en fonction de leur impulsion au sein d'un nucléon. Ces fonctions représentent la densité de probabilité de trouver un parton portant la fraction x de l'impulsion du nucléon à une échelle d'énergie donnée. [9](#)

GEANT3 Code de transport utilisé dans les simulations Monte Carlo pour reproduire le détecteur ALICE et propager les particules simulées. [51](#)

HIJING Générateur réaliste d'évènement physique utilisé pour la simulation de collision Pb–Pb. [51](#)

Hit Signal simulant la perte d'énergie d'une particule passant dans un détecteur simulé avec GEANT4. [51](#)

Local Board Carte collectant l'information des cartes de lecture dans les quatre chambres du déclencheur muon selon une géométrie projective. [46](#), [80](#), [81](#)

PYTHIA Générateur réaliste d'évènement physique utilisé pour la simulation de collision pp. [50](#)

quarkonium État lié d'un quark et d'un anti-quark. Nous parlons de charmonium lorsqu'il s'agit de quarks charmés et de bottomonium pour des quarks b .. [10–13](#), [15](#), [18](#), [20](#), [21](#)

R_{AA} Facteur de modification nucléaire. Il s'agit de la production relative d'une particule donnée dans des collisions impliquant un ou plusieurs noyaux par rapport à la même production mesurée dans les collisions pp normalisée aux nombres de collisions binaires nucléon-nucléon. [9](#), [24–28](#), [LXXVI](#)

rapidité La rapidité, notée y , est définie tel que : $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ où E et p_z sont les composantes du quadri-vecteur énergie impulsion. Dans la limite ultra-relativiste, la rapidité est équivalente à la pseudo-rapidité η définie comme $\eta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|p|+p_z}{|p|-p_z}\right) = -\ln(\tan(\theta/2))$ avec θ l'angle d'émission polaire de la particule. [iv](#), [7](#), [8](#), [16](#), [21–27](#), [59](#), [61](#), [63–65](#), [67](#), [70](#), [71](#), [76](#), [77](#), [81–83](#), [89–96](#), [103](#), [106](#), [109](#), [110](#), [112–114](#), [119](#), [125](#), [129–131](#), [133](#), [134](#), [141](#), [142](#), [II](#), [III](#), [V](#), [VII](#), [XXX–XXXIV](#), [XL](#), [XLVI](#), [LIII](#), [LX](#), [LXXV–LXXXI](#), [LXXXIII](#), [LXXXIV](#), [LXXXVI–LXXXIX](#)

Raw Format de donnée brute. [51](#)

ROOT Système d'analyse écrit en langage C++ permettant la manipulation et l'analyse de fichier de donnée. [50](#), [141](#)

scaler Signal de déclenchement fourni en ligne par les différents déclencheurs d'ALICE lors de la prise de donnée. [48](#), [50](#), [85](#), [86](#), [88](#), [121](#), [122](#), [124](#), [LXXVIII](#), [LXXIX](#)

strip Bande de cuivre permettant de collecter le signal du déclencheur à muon. [46](#), [79](#)

TABLE DES FIGURES

1.1	Tableau des particules élémentaires du modèle standard[10].	3
1.2	Exemple de diagrammes de Feynman de la polarisation du vide et de l'effet d'écrantage (gauche) et anti-écrantage (droit).	4
1.3	Résumé des mesures de la constante α_s en fonction de l'échelle d'énergie Q^2 [12].	5
1.4	Représentation schématique du diagramme des phases de la matière nucléaire.	6
1.5	Représentation issue de simulations de l'évolution d'une collision d'ions lourds au cours du temps [27].	9
1.6	Spectroscopie des charmonia en fonction de la masse et des nombres quantiques [12].	12
1.7	Diagramme de Feynman de la production d'une paire de quarks lourds $Q\bar{Q}$ via annihilation de quarks (gauche) ou fusion de gluons (droite).	13
1.8	Représentation schématique de l'écrantage de couleur. Gauche : dipôle $c\bar{c}$ dans un milieu sans charges colorées. Droite : dipôle $c\bar{c}$ dans un milieu déconfiné	15
1.9	Gauche : spectre des charmonia pour différentes températures. Droite : Schéma de la probabilité de survie du J/ψ en fonction de la densité d'énergie [54]	16
1.10	Schéma des productions primaires et secondaires du J/ψ en fonction de la densité d'énergie [58]	17
1.11	Fonctions de distribution partonique des gluons (xg), des quarks de valence (xu et xd) et des quarks de la mer (xS) en fonction de la fraction d'impulsion totale x pour $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ [64]	18
1.12	Illustration de la paramétrisation du facteur de modification nucléaire en fonction de x [62]	19
1.13	Section efficace d'absorption nucléaire du J/ψ en fonction de l'énergie dans le centre de masse [66]. Les lignes et bandes représentent différentes paramétrisations de l'absorption nucléaire.	19
1.14	Haut : sections efficaces différentielles inclusives $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ en fonction de p_T (gauche) et y (droite) mesurée à rapidité avant par l'expérience ALICE et comparées aux mêmes mesures de l'expérience LHCb. Bas : comparaison de la dépendance en p_T de la section efficace à plusieurs modèles théoriques. Pour l'étude détaillée, voir [46].	22

1.15	Section efficace différentielle inclusive $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ en fonction de p_T mesurée à rapidité avant par l'expérience ALICE. Haut : résultats à $\sqrt{s} = 2.76$ et 7 TeV comparés à des modèles théoriques [72]. Bas : résultats à $\sqrt{s} = 8$ TeV comparés aux mesures de l'expérience LHCb [73].	23
1.16	Paramètre de polarisation λ_θ des J/ψ prompts à rapidité $2.5 < y < 4$ mesuré par l'expérience LHCb dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV comparé à différentes prédictions théoriques [48]	24
1.17	R_{AA} en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ mesurés par ALICE [75, 76] dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV dans l'intervalle en rapidité $2.5 < y < 4$ (gauche) et $ y < 0.8$ (droite) comparés aux mesures de l'expérience PHENIX dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV [78]	25
1.18	R_{AA} mesurés par ALICE [75, 76] dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Gauche : dépendance en p_T dans l'intervalle en rapidité $2.5 < y < 4$ comparée aux mesures de l'expérience PHENIX dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV [78]. Droite : dépendance en y	26
1.19	Comparaison des prédictions théoriques au R_{AA} mesuré par ALICE dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Haut : R_{AA} versus $\langle N_{part} \rangle$ à rapidité avant (gauche) et mi-rapidité (droite) comparé à un modèle d'hadronisation, deux modèles de transports et un modèle des co-voyageurs (pour les modèles, voir Sec.1.3.3). Les bandes correspondent à l'incertitude théorique majoritairement due à la variation de $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$. Bas : R_{AA} versus p_T (gauche) comparé à deux modèles de transports, et R_{AA} versus y comparé aux prédictions de nPDF avec et sans perte d'énergie par radiation. Les incertitudes théoriques pour les modèles de transports correspondent majoritairement à une variation de $d\sigma_{c\bar{c}}/dy$	27
1.20	R_{AA} en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ pour plusieurs intervalles en p_T mesuré par ALICE dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.	28
1.21	$\langle p_T^{J/\psi} \rangle$ et r_{AA} mesurés en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ par l'expérience ALICE dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Gauche : le $\langle p_T^{J/\psi} \rangle$ est comparé aux résultats de PHENIX à $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV [78, 82, 83]. Droite : le r_{AA} est comparé aux mesures de l'expérience NA50 [84] et à des modèles théoriques de transport [85, 86]	28
1.22	Écoulement elliptique v_2 du J/ψ en fonction de p_T dans l'intervalle en centralité 20 – 60% mesuré par ALICE dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV et comparé à des prédictions théoriques.	29
2.1	Le complexe du CERN	37
2.2	Acceptances en fonction de la pseudo-rapidité des quatre expériences principales du LHC pour différents détecteurs.	40
2.3	Schéma de l'expérience ALICE et de ses différents détecteurs.	41
2.4	Schéma du spectromètre à muon	44
2.5	Schéma de l'absorbeur frontal du spectromètre à muon	44
2.6	Schéma du blindage faisceau du spectromètre à muon	45
2.7	Schéma du fonctionnement d'une chambre à fil	46
2.8	Schéma de la procédure de génération et de reconstruction des données dans le cadre d'ALIROOT	50
3.1	Valeur moyenne du nombre de clusters par trace pour les différentes chambres en fonction du numéro de run dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.	57

3.2	Nombre de traces reconstruites dans le spectromètre à muon en fonction du numéro de run pour la classe de déclenchement CMUL7 dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.	58
3.3	Schéma représentatif du DCA.	60
3.4	Schéma de décroissance du J/ψ dans le canal dimuonique	61
3.5	Spectre de masse invariante des paires de muons de signe opposé issus des collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV autour du pic du J/ψ	61
3.6	Spectre de masse invariante issu des simulations pures pour l'étude des collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.	63
3.7	Nombre de J/ψ extrait intégré en p_T et rapidité en fonction des tests dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. La ligne bleue continue représente la valeur moyenne, les lignes bleues en pointillé le RMS.	65
3.8	Histogrammes de contrôle utilisés dans l'extraction du signal dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, ici pour le cas intégré en p_T et y	66
3.9	Résultat de l'ajustement de fonction test CB2+VGW dans l'intervalle $M_{\mu^+\mu^-} \in [1.7, 4.8]$ GeV/ c^2 dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. La courbe rouge pointillée représente la partie signal (CB2), la courbe grise pointillée représente la partie bruit de fond (VWG), et la courbe bleue représente la somme des deux.	66
3.10	Acceptance-efficacité du J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.	68
3.11	Illustration de la méthode itérative utilisée pour évaluer les fonctions de génération du J/ψ	69
3.12	Résultats obtenus par la méthode itérative après 5 itérations dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.	69
3.13	Haut : distributions pondérées en fonction de p_T et y . Milieu : variation de l' $A\epsilon$ en fonction de p_T et y après pondération. Bas : Ratio des nouvelles valeurs d' $A\epsilon$ obtenues après pondération par rapport à nos valeurs centrales.	71
3.14	Variation de la distribution d' $A\epsilon$ en fonction de p_T après pondération des fonctions de génération pour $2.5 < y < 3.25$ (encarts haut gauche) et $3.25 < y < 4$ (encart bas gauche) et leurs comparaison à la valeur centrale (colonnes de droite).	72
3.15	Schéma des différentes réponses possibles d'une chambre au passage d'une particule	74
3.16	Schéma des effets de corrélation (gauche) ou d'anti-corrélation (droite) de zones mortes dans le calcul de l'efficacité des chambres à muons	76
3.17	Gauche : Comparaison des cluster maps données/MC de la chambre 10 pour le run 244355. Droite : Efficacité moyenne des DE de la chambre 10 pour la période LHC15n	76
3.18	Comparaison des distributions reconstruites des muons simples dans les données et les simulations dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.	77
3.19	Efficacité de détection des muons simples dans le trajectographe dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV et les simulations associées en fonction du numéro du run, de l'impulsion transverse, de la rapidité et de l'angle ϕ	78
3.20	Variation du ratio de l'efficacité données/MC dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, pour différentes sélections des muons, en fonction de p_T (haut), y (milieu) et ϕ (bas).	79
3.21	Carte d'efficacité moyenne (gauche) et efficacité des cartes locales (droite) de la chambre 14 du déclencheur muon pour le run 244418.	81

3.22	Distribution Lp_T/All des muons simples dans les simulations MC (en rouge) et les données (en noir) obtenue pour différents intervalles en pseudo-rapidité avec la méthode du facteur de propagation	83
3.23	Distributions $Ap_T/Allp_T$ dans les MC (en rouge) et les données (en noir) obtenues pour différents intervalles en pseudo-rapidité avec la méthode d'ajustement de fonction.	84
3.24	Efficacité de reconstruction en fonction de la coupure χ^2 sur l'appariement pour différentes sélections de trace (gauche), différentes coupures sur l'impulsion (milieu) et l'impulsion transverse (droite). Les résultats obtenus avec la coupure à 6σ sont pris comme référence.	85
3.25	Facteur de pureté de la classe CINT7 en fonction du numéro du run.	88
3.26	Facteur de correction du PU pour les déclencheurs CINT7 et C0TVX en fonction du numéro de run.	88
3.27	Section efficace CMUL7 évaluée avec la méthode hors-ligne et des scalers.	89
3.28	Section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV en fonction de l'impulsion transverse intégrée en rapidité (en haut à gauche), de la rapidité intégrée en p_T (en haut à droite) et en fonction de p_T dans deux intervalles en rapidité (bas).	91
3.29	Comparaison des résultats obtenus pour $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ entre les intervalles larges et la somme des résultats plus différentiels en fonctions de p_T (gauche) et y (droite).	92
3.30	Comparaison des résultats obtenus pour $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ entre le cas intégré et la somme des résultats obtenus dans deux intervalles en rapidité en fonctions de p_T	92
3.31	Comparaison entre les sections efficaces interpolées et issues des données. Les incertitudes sont considérées comme décorrélées lors du calcul du rapport.	93
3.32	Comparaison de la section efficace inclusive du J/ψ en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV et les prédictions théoriques.	94
3.33	Comparaison de la section efficace inclusive du J/ψ en fonction de la rapidité dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV avec les prédictions théoriques.	94
3.34	Résultat de l'ajustement de fonction sur la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ en fonction de p_T . Les barres d'erreurs représentent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques.	95
3.35	Carte d'Ae 2D (p_T, y) des J/ψ dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV	96
3.36	Extraction du signal à partir du spectre de masse invariante (gauche) et du spectre de $\langle p_T \rangle$ (droite) des dimuons corrigés de l'Ae du J/ψ dans l'intervalle en rapidité $2.5 < y < 4$ et $p_T < 12$ GeV/c dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.	97
4.1	Illustration du paramètre d'impact b entre deux noyaux lors d'une collision.	101
4.2	Distribution de l'amplitude du V0 dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV ajustée par une fonction NBD-Glauber.	102
4.3	Nombre d'événements CMUL7 et CINT7 en fonction de la centralité pour la période de prise de données LHC15o.	103
4.4	Schéma de la procédure de mixage d'événements.	106
4.5	Facteur R en fonction de la masse invariante pour l'intervalle en centralité 0-10%.	107
4.6	Comparaison des distributions en masse invariante issues des données Pb–Pb et de la procédure de mixage pour les paires de dimuons positives (Haut) et négatives (bas) pour l'intervalle en centralité 0-10%.	108

4.7	Comparaison des distributions en p_T (y) intégrées en rapidité (p_T) issues des données Pb–Pb et de la procédure de mixage pour les paires de dimuons positives (colonne de gauche) et négatives (colonne de droite) pour l'intervalle en centralité 0-10%.	109
4.8	Ajustement des distributions de masse invariante des dimuons sans (encarts haut) et avec (encarts bas) la procédure de soustraction du bruit de fond par mixage d'événements dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, intégrés en p_T et y , dans les collisions centrales (colonne de gauche) et périphériques (colonne de droite). Les courbes rouges pointillées représentent la partie signal J/ψ (CB2), les courbes grises la partie bruit de fond, les courbes bleues sont la somme des contributions du signal J/ψ , $\psi(2S)$ et du bruit de fond.	110
4.9	$A\epsilon$ en fonction de la centralité pour $5 < p_T < 8$ GeV/c et intégré en y , avant et après pondération par les distributions en p_T et y des J/ψ reconstruits dans les données (haut) et le rapport avec les valeurs non pondérées (bas).	112
4.10	Variation de la distribution d' $A\epsilon$ en fonction de p_T (y) intégrée en rapidité (p_T) après pondération des fonctions de génération (colonne de gauche) et comparaison à la valeur centrale pour les cas les plus extrêmes (colonne de droite).	113
4.11	Variation de la distribution d' $A\epsilon$ en fonction de p_T après pondération des fonctions de génération pour $2.5 < y < 3.25$ (encart haut gauche) et $3.25 < y < 4$ (encart bas gauche) et comparaison à la valeur centrale (colonne de droite).	114
4.12	Comparaison des cartes d'impacts de la chambre 9 entre données et simulations.	115
4.13	Comparaison des MC réalistes des muons simples et des données. Les comparaisons des distributions générées et reconstruites sont présentées sur les deux premières lignes, et les rapports correspondant sur les 2 dernières lignes.	116
4.14	Efficacité du trajectographe mesurée dans les événements CMSL7 et dans les simulations réalistes associées en fonction du numéro de run, p_T , y et ϕ	117
4.15	Variation du rapport d'efficacité du trajectographe données/MC pour différents intervalles en centralité et coupures en p_T pour les événements CMSL7.	118
4.16	Rapport en fonction de p_T (pour différentes centralités) et y (intégrée en centralité) du nombre de J/ψ reconstruits pondérés par les rapports L_{p_T}/A_{p_T} des muons obtenus pour différents groupes de cartes de déclenchement dans les données et les MC. Les boîtes colorées représentent la variation de la valeur centrale en prenant en compte l'incertitude statistique des distributions L_{p_T}/A_{p_T}	120
4.17	Évolution du facteur d'empilement pour la classe CINT7 en fonction du numéro de run avec (ligne bleue) et sans (ligne rouge) la correction de pureté.	121
4.18	Évolution du facteur de pureté pour les classes CINT7 et CMUL7 en fonction du numéro de run.	121
4.19	Évolution du facteur de pureté pour la classe C0V0M en fonction du numéro de run. La figure de droite est un zoom de celle de gauche.	122
4.20	Fraction des événements de l'intervalle en centralité 60-70% sur les événements compris dans la centralité 0-70% (facteur a de l'Eq. 4.12).	123

4.21 Évolution du facteur F_{norm} pour les deux méthodes hors-ligne basées sur la classe CINT7 et la méthode des scalars basée sur la classe COV0M en fonction du numéro de run.	124
4.22 R_{AA} en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ pour $p_T < 8$ GeV/ c et $2.5 < y < 4$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [7] (rouge) et à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (bleue) [8]. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréliées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1.	126
4.23 R_{AA} en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ pour $0.3 < p_T < 8$ GeV/ c et $2.5 < y < 4$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [7] (gauche) et rapport avec les résultats obtenus à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [8] (droite) comparés aux prédictions des modèles théoriques. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréliées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. Les crochets noirs pour les trois intervalles en centralité les plus périphériques sur la figure de gauche représentent l’amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production.	128
4.24 R_{AA} en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ pour $2.5 < y < 4$ et quatre intervalles en p_T dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et rapport de ces résultats avec ceux obtenus par ALICE à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [9] comparés aux prédictions du modèle de transport [12]. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréliées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. Les crochets présents pour les deux intervalles en centralité les plus périphériques représentent l’amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production.	130
4.25 R_{AA} en fonction de $\langle N_{\text{part}} \rangle$ pour $0.3 < p_T < 12$ GeV/ c et trois intervalles en rapidité dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréliées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. Les crochets présents pour l’intervalle en centralité le plus périphérique représente l’amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production.	130
4.26 R_{AA} en fonction de p_T ($2.5 < y < 4$) pour différents intervalles en centralité dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et rapport de ces résultats à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (bleue) [3]. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréliées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1.	131

4.27 R_{AA} en fonction de p_T pour $2.5 < y < 4$ dans trois intervalles en centralité dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV et rapport de ces résultats avec ceux obtenus par ALICE à $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV [3] comparés aux prédictions du modèle de transport [12]. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréelées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. Les crochets présents pour l’intervalle en centralité le plus périphérique et pour $0 < p_T < 1$ GeV/c sur la figure du haut représente l’amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production. 132

4.28 R_{AA} en fonction de p_T pour trois intervalles en centralité et deux intervalles en rapidité dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréelées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. La coupure à $p_T = 0.3$ GeV/c est appliquée pour l’intervalle en centralité 40-90%. 133

4.29 Haut : R_{AA} en fonction de y , intégré en centralité ($p_T < 12$ GeV/c) dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (bleue) et intégré en centralité ($p_T < 8$ GeV/c) dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (rouge) [3]. Le rapport des deux mesures est aussi présenté. Bas : R_{AA} en fonction de y pour $p_T < 12$ GeV/c et différents intervalles en centralités dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les crochets présents pour l’intervalle en centralité 40-90% représentent l’amplitude de variation du R_{AA} hadronique du J/ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques, les rectangles autour des points les incertitudes systématiques décorréelées en fonction de la centralité tandis que l’incertitude globale est représentée par une boîte autour de 1. 135

4.30 Ajustement des distributions en p_T des taux de production du J/ψ utilisés pour extraire les $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$. L’intervalle $0 < p_T < 0.5$ GeV/c est affiché à côté de l’intervalle $0.5 < p_T < 1$ GeV/c. Tous les ajustements sont réalisés à partir de $p_T = 0.5$ GeV/c et extrapolés jusqu’à $p_T = 0$ afin de limiter la contamination des J/ψ issus de la photo-production. 136

4.31 Haut : $\langle p_T \rangle$ du J/ψ en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (rouge) et 2.76 TeV (bleue) [3] pour $p_T < 8$ GeV/c. Les bars verticales (boîtes) représentent les incertitudes lorsque seules les incertitudes statistiques (systématiques) sont prises en compte lors de l’extraction du $\langle p_T \rangle$. Bas : r_{AA} du J/ψ en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (rouge) et 2.76 TeV (bleue) [3] pour $p_T < 8$ GeV/c. Les bars verticales représentent les incertitudes lorsque les incertitudes statistiques et systématiques sont prises en compte lors de l’extraction du $\langle p_T \rangle$. Un modèle de transport [12] est comparé aux mesures du r_{AA} . Les crochets noirs pour les collisions les plus périphériques représentent l’amplitude maximale de variation du $\langle p_T \rangle$ et du r_{AA} hadronique du J/ψ en faisant des hypothèses extrêmes sur la contamination de la photo-production. 138

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Masses et énergies de liaisons de différents états charmonia [12]	11
1.2	Température de dissociation relative de différents états charmonia [55]	16
2.1	Quelques caractéristiques du LHC [3]	37
2.2	Signaux de déclenchement associés aux déclencheurs	48
2.3	Les classes de déclenchement utilisées et leur définition	49
3.1	Résumé des incertitudes systématiques de la section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$. Les valeurs marquées d'une astérisque sont corrélées en fonction de p_T ou y	90
3.2	Section efficace $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ intégrée en rapidité pour différents intervalles en p_T	91
4.1	Nombre d'évènements enregistrés par centralité et par classe de déclenchement pour la période de prise de données LHC15o.	104
4.2	Incertitude systématique liée aux fonctions de génération MC dans $0 < p_T < 12$ GeV/c pour différentes valeurs de la rapidité.	113
4.3	Valeur de F_{norm} obtenue avec 3 méthodes différentes et la moyenne pondérée de celles-ci.	123
4.4	Résumé des incertitudes systématiques sur le R_{AA} en pourcentage. Les valeurs marquées d'une astérisque correspondent aux incertitudes corrélées. Les valeurs dans la ligne "référence pp" correspondent à la somme quadratique des contributions à $\sigma_{J/\psi}^{pp}$, en excluant seulement l'incertitude sur le rapport d'embranchement BR qui s'annule lors de l'évaluation du R_{AA} . Il n'y a pas d'autres corrélations entre les incertitudes issues des analyses pp et Pb–Pb.	125
4.5	R_{AA} du J/ψ dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV dans l'intervalle en centralité 0-90%, intégré en y , pour différents intervalles en p_T	126
4.6	Valeurs de la section efficace inclusive de production des quarks charmés ($d\sigma_{c\bar{c}}/dy$), de production du J/ψ dans les collisions pp ($d\sigma_{J/\psi}/dy$) et d'interaction des co-voyageurs ($\sigma_{co-J/\psi}$) pour les différents modèles théoriques concernés. Le type d'implémentation des effets de shadowing est aussi donné.	128
4.7	$\langle p_T \rangle, \langle p_T^2 \rangle$ et r_{AA} du J/ψ reconstruits pour plusieurs intervalles en centralité pour $0 < p_T < 8$ GeV/c, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 2.1%, correspondant à l'incertitude sur $\langle p_T^2 \rangle_{pp}$, affecte toutes les valeurs du r_{AA}	137

A.1	Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T	I
A.2	Nombre de J/ψ obtenus dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l'impulsion transverse p_T	II
A.3	Nombres de J/ψ obtenues dans deux intervalles en impulsion transverse ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$ et $0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$) en fonction de y	II
A.4	Acceptance-efficacité des J/ψ obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T	III
A.5	Acceptance-efficacité des J/ψ obtenues dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l'impulsion transverse p_T	III
A.6	Acceptance-efficacité des J/ψ obtenues dans deux intervalles en impulsion transverse ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$ et $0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$) en fonction de y	IV
A.7	Incertitudes systématiques associées aux fonctions de générations obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T	V
A.8	Incertitudes systématiques associées aux fonctions de générations obtenues dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l'impulsion transverse p_T	V
A.9	Incertitudes systématiques associées aux fonctions de générations obtenues, pour $p_T < 12 \text{ GeV}/c$, en fonction de y	VI
A.10	Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR dans les collisions pp obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T	VI
A.11	Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR dans les collisions pp obtenues dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l'impulsion transverse p_T	VII
A.12	Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR dans les collisions pp obtenues pour $p_T < 12 \text{ GeV}/c$, en fonction de y	VII
A.13	Section efficace différentielle du J/ψ versus p_T . Une incertitude globale de 2.16% affecte toutes les valeurs.	VIII
A.14	Section efficace différentielle du J/ψ versus p_T dans deux intervalles en rapidité. Une incertitude globale de 2.16% affecte toutes les valeurs.	IX
A.15	Section efficace différentielle du J/ψ versus y . Une incertitude globale de 2.16% affecte toutes les valeurs	IX
B.1	Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour $p_T < 12 \text{ GeV}/c$	XI
B.2	Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour $p_T < 8 \text{ GeV}/c$	XII
B.3	Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ pour des intervalles plus fins en fonction de la centralité et pour $p_T < 8 \text{ GeV}/c$	XII
B.4	Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour deux intervalles en p_T	XIII
B.5	Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en p_T	XIII
B.6	Nombre de J/ψ obtenus pour $0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en y	XIII
B.7	Nombre de J/ψ obtenus pour $0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en y	XIV

B.8	Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (0-90% et 0-20%).	XIV
B.9	Nombre de J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (20-40% et 40-90%).	XV
B.10	Nombre de J/ψ obtenus dans l'intervalle $2.5 < y < 3.25$ et pour trois intervalles centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T	XV
B.11	Nombre de J/ψ obtenus dans l'intervalle $3.25 < y < 4$ et pour trois intervalles en centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T	XVI
B.12	Nombres de J/ψ obtenus pour $p_T < 12$ GeV/ c et quatres intervalles en centralité en fonction de y	XVI
B.13	Acceptance-efficacité pour différentes centralités pour $2.5 < y < 4$ et $p_T < 12$ GeV/ c	XVII
B.14	Acceptance-efficacité pour différentes centralités pour $2.5 < y < 4$ et $p_T < 8$ GeV/ c	XVII
B.15	Acceptance-efficacité pour différentes centralités, pour $2.5 < y < 4$, pour $p_T < 8$ GeV/ c	XVIII
B.16	Acceptance-efficacité obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour deux intervalles en p_T	XVIII
B.17	Acceptance-efficacité obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en p_T	XIX
B.18	Acceptance-efficacité obtenues pour $0 < p_T < 12$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en y	XIX
B.19	Acceptance-efficacité obtenues pour $0.3 < p_T < 12$ en fonction de la centralité pour trois intervalles en y	XIX
B.20	Acceptance-efficacité obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (0-90% et 0-20%).	XX
B.21	Acceptance-efficacité obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (20-40% et 40-90%).	XX
B.22	Acceptance-efficacité obtenues dans l'intervalle $2.5 < y < 3.25$ et pour trois intervalles en centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T	XXI
B.23	Acceptance-efficacité obtenues dans l'intervalle $3.25 < y < 4$ et pour trois intervalles en centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T	XXI
B.24	Acceptance-efficacité obtenues pour $p_T < 12$ GeV/ c et quatres intervalles en centralité en fonction de y	XXII
B.25	Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR dans les collisions Pb–Pb obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T	XXIII
B.26	Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR obtenues dans deux bins en rapidité ($2.5 < y < 3.25$ et $3.5 < y < 4$) en fonction de l'impulsion transverse p_T	XXIII
B.27	Incertitudes systématiques associées au seuil de déclenchement du MTR dans les collisions Pb–Pb obtenues pour $p_T < 12$ GeV/ c , en fonction de y	XXIV
B.28	R_{AA} en fonction de la centralité pour $2.5 < y < 4$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.3% affecte toutes les valeurs.	XXV
B.29	R_{AA} du J/ψ en fonction de la centralité, pour $2.5 < y < 4$, pour $p_T < 8$ GeV/ c . Une incertitude global de 7.3% affecte toutes les valeurs.	XXV

B.30 Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité pour $2.5 < y < 4$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.3% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 17% affecte toutes les valeurs.	XXVI
B.31 R_{AA} en fonction de la centralité pour $2.5 < y < 4$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.6% affecte toutes les valeurs.	XXVI
B.32 Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité (pour $0. < p_T < 8 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 16.6% affecte toutes les valeurs.	XXVII
B.33 Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité (pour $0.3 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 16.6% affecte toutes les valeurs.	XXVII
B.34 Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité (pour $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 6.8% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 15.6% affecte toutes les valeurs.	XXVIII
B.35 Gauche : R_{AA} en fonction de la centralité (pour $5 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.5% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 19.5% affecte toutes les valeurs.	XXVIII
B.36 R_{AA} en fonction de la centralité (pour $8 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 11.6% affecte toutes les valeurs.	XXIX
B.37 R_{AA} en fonction de la centralité (pour $0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Des incertitudes globales de 7.7%, 6.5% et 7.6% affecte toutes les valeurs dans les intervalles en rapidité $2.5 < y < 3$, $3 < y < 3.5$ et $3.5 < y < 4$	XXX
B.38 R_{AA} en fonction de la centralité (pour $0.3 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Des incertitudes globales de 7.7%, 6.5% et 7.6% affecte toutes les valeurs dans les intervalles en rapidité $2.5 < y < 3$, $3 < y < 3.5$ et $3.5 < y < 4$	XXX
B.39 Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , intégré en centralité et en rapidité, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.7% affecte toutes les valeurs.	XXXI
B.40 Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , intégré en rapidité pour l'intervalle en centralité 0-20%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.6% affecte toutes les valeurs.	XXXII

B.41 Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , intégré en rapidité pour l'intervalle en centralité 20-40%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.0% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 8.3% affecte toutes les valeurs.	XXXII
B.42 Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , intégré en rapidité pour l'intervalle en centralité 40-90%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 5.2% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV})/R_{AA}(2.76 \text{ TeV})$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 9.3% affecte toutes les valeurs.	XXXIII
B.43 Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , pour deux intervalles en rapidité et pour l'intervalle en centralité 0-20%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs.	XXXIII
B.44 Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , pour deux intervalles en rapidité et pour l'intervalle en centralité 20-40%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.0% affecte toutes les valeurs.	XXXIV
B.45 Gauche : R_{AA} en fonction de p_T , pour deux intervalles en rapidité et pour l'intervalle en centralité 40-90%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 5.2% affecte toutes les valeurs.	XXXIV
B.46 Gauche : R_{AA} en fonction de y , intégré en p_T ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$) et intégré en centralité (0-90%), avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs. Droite : le ratio $R_{AA}(5.02 \text{ TeV}, p_T < 12 \text{ GeV}/c)/R_{AA}(2.76 \text{ TeV}, p_T < 8 \text{ GeV}/c)$ avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 7.7% affecte toutes les valeurs.	XXXV
B.47 R_{AA} en fonction de y , intégré en p_T ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$) et pour l'intervalle en centralité 0-20%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.1% affecte toutes les valeurs.	XXXV
B.48 R_{AA} en fonction de y , intégré en p_T ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$) et pour l'intervalle en centralité 20-40%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 4.0% affecte toutes les valeurs.	XXXVI
B.49 R_{AA} en fonction de y , intégré en p_T ($p_T < 12 \text{ GeV}/c$) et pour l'intervalle en centralité 40-90%, avec les incertitudes statistiques et systématiques. Une incertitude globale de 5.2% affecte toutes les valeurs.	XXXVI
B.50 Valeurs des paramètres géométriques $\langle N_{part} \rangle, \langle N_{coll} \rangle$ et $\langle T_{AA} \rangle$ en fonction des classes de centralité définies par coupures sur le paramètre d'impact b ainsi que l'incertitude sur l'AP.	XXXVIII
C.1 Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$	XLI
C.2 Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ pour différents intervalles en p_T	XLII
C.3 Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb-Pb pour différents intervalles.	XLIII

C.4	Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb–Pb pour différents intervalles.	XLIV
C.5	Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la p_T pour les collisions Pb–Pb pour différents intervalles en centralité à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	XLV
C.6	Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de p_T dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, pour différents intervalles en centralité et dans deux intervalles en rapidité.	XLVI
C.7	Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au R_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de y , intégré en p_T , dans les collisions Pb–Pb pour différents intervalles en centralité à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	XLVII
C.8	Pourcentage de la différence entre le r^{pro} par rapport au r^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les valeurs centrales du r^{inc} et F_{et} sont aussi données	XLVIII
C.9	Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au r_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de la centralité de la collision pour les collisions Pb–Pb pour différents intervalles en p_T à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les valeurs centrales du r_{AA}^{inc} et F_b sont aussi données.	XLIX
C.10	Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au r_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de p_T pour les collisions Pb–Pb pour différents intervalles en centralité de la collision à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les valeurs centrales du r_{AA}^{inc} et F_b sont aussi données.	L
C.11	Pourcentage de la différence entre le R_{AA}^{pro} par rapport au r_{AA}^{inc} pour quatre valeurs de R_{AA}^{npro} en fonction de y , intégré en p_T et en centralité, dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	LI
D.1	Taux de production du J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour deux intervalles en p_T . Une incertitude globale de 5.3 % affecte toutes les valeurs.	LIII
D.2	Taux de production du J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour deux intervalles en p_T . Une incertitude globale de 5.3 % affecte toutes les valeurs.	LIV
D.3	Taux de production du J/ψ obtenus dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour $p_T < 8$ GeV/c. Une incertitude globale de 5.3 % affecte toutes les valeurs.	LIV
D.4	Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour différents intervalles en p_T . Une incertitude globale de 4.7 % affecte toutes les valeurs.	LV
D.5	Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de la centralité pour différents intervalles en p_T . Une incertitude globale de 4.2 % / 4.1 % / 4.1 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle $2 < p_T < 5$ GeV/c / $5 < p_T < 8$ GeV/c / $8 < p_T < 12$ GeV/c	LV
D.6	Taux de production obtenues pour $0 < p_T < 12$ GeV/c en fonction de la centralité pour différents intervalles en y . Une incertitude globale de 4.5 % / 4.4 % / 4.1 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle $2.5 < y < 3$ / $3.0 < y < 3.5$ / $3.5 < y < 4$	LV

D.7 Taux de production obtenues pour $0.3 < p_T < 12$ en fonction de la centralité pour différents intervalles en y . Une incertitude globale de 4.5 % / 4.4 % / 4.1 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle $2.5 < y < 3$ / $3.0 < y < 3.5$ / $3.5 < y < 4$	LVI
D.8 Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité (0-90% et 0-20%). Une incertitude globale de 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-90% / 0-20%.	LVI
D.9 Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour deux intervalles en centralité. Une incertitude globale de 1.0 % / 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 20-40% / 40-90%. . .	LVII
D.10 Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour trois intervalles en centralité. Une incertitude globale de 1.8 % / 1.3 % / 1.2 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-10% / 10-20% / 20-30%.	LVII
D.11 Taux de production obtenues dans $2.5 < y < 4$ en fonction de l'impulsion transverse p_T pour quatre intervalles en centralité. Une incertitude globale de 1.1 % / 1.2 % / 1.2 % / 3.7 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 30-40% / 40-50% / 50-60% / 60-90%.	LVIII
D.12 Taux de production obtenues dans l'intervalle $2.5 < y < 3.25$ et pour plusieurs centralités (0-20% / 20-40% / 40-90%) en fonction de l'impulsion transverse p_T . Une incertitude globale de 1.6 % / 1.0 % / 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-20% / 20-40% / 40-90%.	LVIII
D.13 Taux de production obtenues dans l'intervalle $3.25 < y < 4$ et pour plusieurs centralités en fonction de l'impulsion transverse p_T . Une incertitude globale de 1.6 % / 1.0 % / 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-20% / 20-40% / 40-90%.	LIX
D.14 Taux de production obtenues pour $0 < p_T < 12 \text{ GeV}/c$ et pour plusieurs centralités en fonction de la rapidité y . Une incertitude globale de 1.6 % / 1.6 % / 1.0 % / 1.6 % affecte toutes les valeurs dans l'intervalle 0-90% / 0-20% / 20-40% / 40-90%.	LX
E1 Numéro de run, numéro de remplissage et schéma de remplissage de la période LHC15n après sélection de la tâche QA.	LXVI
E2 Numéro de run, numéro de remplissage et schéma de remplissage de la période LHC15o après sélection de la tâche QA.	LXVII

Thèse de Doctorat

Benjamin AUDURIER

Étude de la production inclusive de J/ψ dans les collisions pp et Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV avec le spectromètre à muon de l'expérience ALICE au LHC

Study of the inclusive J/ψ production in pp and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ALICE muon spectrometer at the LHC

Résumé

La production des états charmonia (par exemple le J/ψ et le $\psi(2S)$) est l'une des sondes étudiées pour comprendre les propriétés du Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) formé dans les collisions d'ions lourds à très haute énergie. En effet, la présence d'un milieu déconfiné est susceptible de modifier le taux de production des charmonia par effet d'écrantage de couleur de la paire de quarks charme-anti-charme. Une telle suppression fut déjà observée dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SPS et du RHIC. Dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV au LHC, une suppression relative du taux de production du J/ψ par rapport à celui mesuré dans les collisions pp normalisé aux nombres de collisions binaires proton-proton (facteur de modification nucléaire R_{AA}) fut aussi mesurée. Cette suppression est cependant moins importante que ce qui fut observé à plus petites énergies dans le centre de masse. Ceci peut s'expliquer par la présence d'un nouveau mécanisme de production, la recombinaison de quarks charme et anti-charme déconfinés au moment de l'expansion hydrodynamique du PQG ou durant la phase d'hadronisation.

Dans cette thèse, nous présentons les résultats de la production de J/ψ dans les collisions pp et Pb-Pb, mesurée par le détecteur ALICE à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV à rapidité avant dans le canal de décroissance dimuonique. La section efficace de production mesurée dans les collisions pp est comparée à différents modèles théoriques et est utilisée pour calculer le R_{AA} en collisions Pb-Pb, lui-même comparé à différentes prédictions théoriques ainsi qu'aux précédentes mesures.

Mots clés

Plasma de Quarks et Gluons, ions lourds, proton-proton, quarkonia, J/ψ , spectromètre à muon, ALICE, LHC

Abstract

The production of charmonium states (for instance J/ψ and $\psi(2S)$) is one of the probes studied to investigate the properties of the Quark-Gluon Plasma (QGP) formed in high-energy heavy-ion collisions. Indeed, the presence of a deconfined medium should modify the charmonium production yield, due to the color screening of the charm quark anti-quark potential. Such a suppression was already observed in heavy-ion collisions at SPS and RHIC energies. In Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV at the LHC, a clear suppression of the J/ψ yield with respect to the one measured in binary-scaled pp collisions (nuclear modification factor R_{AA}) was observed, but much smaller than that at lower collision energies. This observation can be explained by the presence of a new production mechanism, the (re)combination of deconfined charm and anti-charm quarks during the hydrodynamical expansion of the QGP or at the hadronization stage. In this thesis, we report on the results of the J/ψ production in pp and Pb-Pb collisions measured with the ALICE detector $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV at forward rapidity in the dimuon channel. The cross-section in pp collisions is compared to various model calculations, and is used to compute the R_{AA} in Pb-Pb collisions, which is also compared to theoretical predictions as well as to previous measurements.

Key Words

Quark Gluon Plasma, heavy ions, proton-proton, quarkonia, J/ψ , muon spectrometer, ALICE, LHC