ORSAY

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

Habilitation à diriger des recherches

Hugo PEREIRA DA COSTA

Service de Physique Nucléaire
DSM/IRFU/SPHN CEA Saclay

Mesure de la production de J/ψ dans des collisions d'ions lourds relativistes

Soutenue le 13 Décembre 2012 devant le jury composé de:

Pr Etienne Augé	Président
Dr Philippe Crochet	Rapporteur
Dr Olivier Drapier	Rapporteur
Dr Gines Martinez	Rapporteur
Dr Alberto Baldisseri	Examinateur

Table des matières

1 Motivations **1**

1.1 Le plasma de quarks et de gluons (QGP) 1

1.1.1 Introduction 1

1.1.2 Diagramme de phase de la matière nucléaire 2

1.1.3 Collisions d'ions lourds relativistes 3

1.1.4 Sondes *dures* 5

1.2 La particule J/ψ 6

1.2.1 Introduction 6

1.2.2 Mécanisme de production 6

1.2.3 Effets nucléaires froids 9

1.2.4 Effets nucléaires chauds 13

1.2.5 Principe des mesures 17

2 Dispositif expérimental **19**

2.1 Introduction 19

2.2 Les détecteurs globaux 20

2.2.1 Les compteurs de faisceau (BBC) 20

2.2.2 Les détecteurs de plan de réaction (RxNP) 20

2.3 Les bras centraux 20

2.4 Les bras muons 22

2.4.1 L'absorbeur frontal 23

2.4.2 L'identificateur de muons (MuID) 23

2.4.3 Les spectromètres à muons (MuTr) 24

2.5 Systèmes de déclenchements 25

2.5.1 Système de déclenchement de biais minimum 26

2.5.2 Systèmes de déclenchement spécifiques à l'étude du J/ψ 26

3 Analyse **29**

3.1 Reconstruction des trajectoires 29

3.2 Mesure du J/ψ 30

3.2.1 Distribution de masse invariante des paires de muons 30

3.2.2 Soustraction du bruit de fond combinatoire 32

3.2.3 Ajustement du signal et du bruit de fond corrélé 34

3.3 Corrections d'acceptance et d'efficacité 36

3.3.1 Variations d'acceptance et d'efficacité en fonction de la rapidité du J/ψ . . 38

3.3.2 Variation d'acceptance et d'efficacité en fonction de l'impulsion transverse du J/ψ 38

3.3.3 Variations d'acceptance et d'efficacité en fonction de la centralité des collisions 39

3.4 Mesure de sections efficaces 40

3.4.1 Collisions proton-proton 40

3.4.2 Collisions d'ions lourds 41

3.5 Mesure du facteur de modification nucléaire 45

3.6 Mesure du flot elliptique 45

3.7 Incertitudes systématiques 46

4 Résultats et interprétation **49**

4.1 Production du J/ψ dans des collisions $p+p$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV 49

4.1.1 introduction 49

4.1.2 Sections efficaces différentielles et comparaison aux modèles théoriques . . . 49

4.1.3 Section efficace totale de production du J/ψ 52

4.2 Production du J/ψ dans des collisions $d+\mathrm{Au}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV 53

4.2.1 Facteur de modification nucléaire $R_{d+\mathrm{Au}}$ 53

4.2.2 Absorption nucléaire et section efficace de dissociation 54

4.2.3 Facteur de modification nucléaire R_{CP} et comparaison aux modèles 55

4.2.4 Dépendance des effets nucléaires froids à la géométrie des collisions 57

4.2.5 Extrapolation des effets nucléaires froids aux collisions $\mathrm{A}+\mathrm{A}$ 61

4.3 Production du J/ψ dans des collisions $\mathrm{Cu}+\mathrm{Cu}$ et $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}=200$ GeV . . 62

4.3.1 Facteur de modification nucléaire 62

4.3.2 Soustraction des effets nucléaires froids 66

4.3.3 Comparaison à certains modèles théoriques 67

4.3.4 Mesure du paramètre de flot elliptique v_2 du J/ψ dans des collisions $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}=200$ GeV 69

4.3.5 Comparaison aux résultats du SPS 71

5 Conclusion et perspectives **73**

5.1 Production de J/ψ à RHIC 73

5.2 Production de J/ψ et de Υ au LHC 74

A J/ψ Production vs Transverse Momentum and Rapidity in $p+p$ Collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}=200$ GeV **77**

B Cold Nuclear Matter Effects on J/ψ Production as Constrained by Deuteron-Gold Measurements at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}=200$ GeV **85**

C Cold Nuclear Matter Effects on J/ψ Yields as a Function of Rapidity and Nuclear Geometry in $d+\mathrm{A}$ collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}=200$ GeV **101**

D J/ψ Production in $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}=200$ GeV $\mathrm{Cu}+\mathrm{Cu}$ Collisions **109**

E J/ψ Production vs Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}=200$ GeV **117**

F J/ψ Suppression at Forward Rapidity in $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}=200$ GeV **125**

Chapitre 1

Motivations

1.1 Le plasma de quarks et de gluons (QGP)

1.1.1 Introduction

La matière nucléaire (protons, neutrons, le noyau des atomes) est constituée de quarks et de gluons. L'interaction entre quarks et gluons est appelée interaction forte et est décrite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD). Elle fait intervenir la constante de couplage fort α_s et est associée au degré de liberté appelé *couleur*. Les quarks sont classés en trois familles, correspondant à six *saveurs*: up et down, strange et charm, beauty et top. Leur couleur peut prendre trois valeurs: rouge, vert ou bleu. Les gluons sont les bosons médiateurs de l'interaction forte, au même titre que les photons sont les bosons de l'interaction électromagnétique, décrite par la théorie de l'électrodynamique quantique (QED). A l'inverse des photons de QED dont la charge est nulle, les gluons possèdent également une couleur et peuvent interagir entre eux. Huit couleurs de gluons sont possibles, correspondant à des combinaisons indépendantes de couleur de quarks. Cette interaction entre gluons a pour effet de rendre la théorie non commutative et pour principale conséquence le confinement des quarks et des gluons: lorsque deux quarks sont éloignés l'un de l'autre, l'interaction de rappel entre ces quarks augmente. Il en résulte que les quarks (ou gluons) ne sont jamais observés de façon isolée (ou libre) dans des conditions ordinaires de température et de densité d'énergie.

La complexité du Lagrangien de QCD ne permet en général pas de réaliser de calculs analytiques concernant les propriétés de la matière nucléaire. Par contre il est possible d'en évaluer les valeurs numériquement (ou plus précisément, d'évaluer les valeurs de la fonction de partition Z, construite à l'aide de ce Lagrangien et servant à calculer toutes les grandeurs thermodynamiques caractérisant la matière nucléaire) sur une grille pour laquelle l'espace et le temps sont discrétisés [1, 2]. Ces calculs de chromodynamique quantique *sur réseau* ne peuvent en pratique être réalisés que moyennant certaines hypothèses simplificatrices concernant notamment la masse attribuée aux quarks et dans des conditions très spécifiques. Les résultats de tels calculs sont ensuite extrapolés (ne serait-ce que de façon qualitative) à des conditions plus réalistes.

La figure 1.1 représente les variations de la densité d'énergie ε rapportée à la température à l'exposant 4, en fonction de la température, obtenues pour la matière nucléaire par plusieurs calculs de QCD sur réseau, pour un milieu dont la densité baryonique (correspondant à la différence

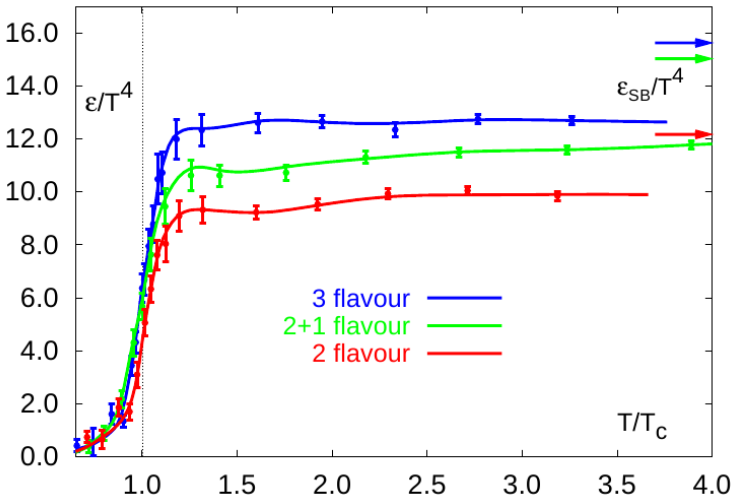

Figure 1.1: Transition de phase entre la matière nucléaire confinée et la matière nucléaire déconfinée, prédite par des calculs de QCD sur réseau.

entre le nombre de baryons et d'anti-baryons) est nulle [3]. La grandeur ε/T^4 utilisée pour l'axe des ordonnées est représentative du nombre de degrés de liberté du milieu. Les trois courbes correspondent à trois jeux d'hypothèses simplificatrices réalisées de façon à pouvoir mener les calculs et concernant le nombre de saveurs de quarks considérées dans le réseau:

- deux saveurs légères (dont la masse est considérée nulle dans le calcul);
- trois saveurs légères;
- deux saveurs légères et une saveur lourde (dont la masse est considérée infinie dans le calcul).

Les deux premières saveurs légères sont identifiées aux quarks u et d. La troisième saveur correspond au quark s et est traitée ici de deux façons différentes.

La même tendance est observée pour ces trois calculs: pour les petites valeurs de température, les valeurs de ε/T^4 sont faibles, ce qui correspond au petit nombre de degrés de liberté de la matière nucléaire *normale*, ou *froide*. Lorsque la température augmente, ce nombre de degrés de liberté augmente rapidement autour d'une température *critique* $T_c \sim 170$ MeV [4] puis reste relativement constant au delà de cette température. Par ailleurs la valeur limite de ε/T^4 obtenue pour $T > T_c$ est proche de celle attendue pour un gaz parfait, sans interaction entre ses constituants et dont les degrés de liberté seraient ceux des quarks et des gluons. Ce comportement est caractéristique d'une transition de phase. La phase située à $T > T_c$ correspondrait alors à des quarks et gluons déconfinés (vu le grand nombre de degrés de liberté, proche de celui d'un gaz parfait de quarks et de gluons) et est appelée Plasma de Quarks et de Gluons (QGP).

1.1.2 Diagramme de phase de la matière nucléaire

Les calculs présentés dans le paragraphe précédent et exhibant une transition de phase de la matière nucléaire ont été réalisés pour une valeur nulle du potentiel baryonique μ_B, relié à la

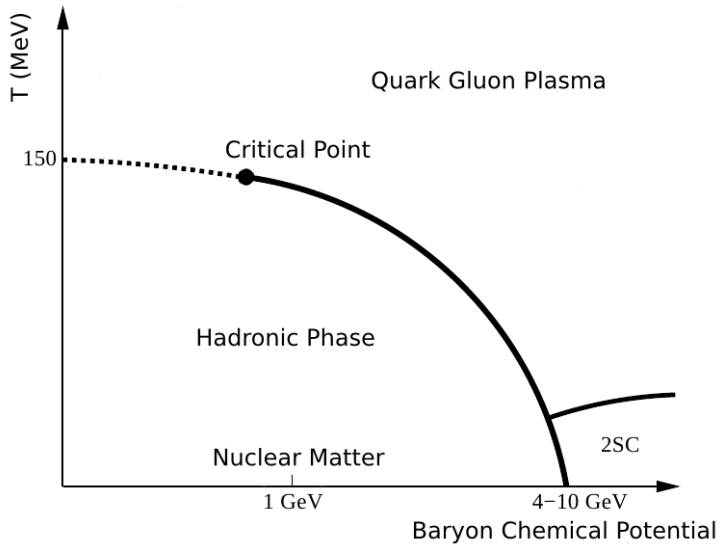

Figure 1.2: Vue schématique du diagramme de phase de la matière nucléaire.

différence entre le nombre de baryons et d'anti-baryons dans le système. D'autre modèles et conjectures permettent de dresser une version plus complète, mais également plus qualitative, du diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et du potentiel baryonique. Ce diagramme est représenté de façon schématique sur la figure 1.2 [5]. La matière nucléaire ordinaire correspond à une température proche de zéro et un potentiel baryonique $\mu_b \sim 1$GeV. L'univers primordial (peu de temps après le big bang) correspond à $\mu_b \sim 0$ et une valeur élevée de la température. L'autre extrémité du diagramme de phase (température faible et valeur élevée de μ_b) correspond à de la matière *froide* et de très haute densité, telle qu'il serait possible d'en trouver au coeur de certaines étoiles.

Les courbes représentées sur la figure 1.2 correspondent aux transitions de phases entre les différents états de la matière nucléaire. Les lignes solides représentent une transition du premier ordre de part et d'autre de laquelle la valeur de ε/T^4 varie de façon discontinue; la ligne pointillée représente soit une transition du second ordre, pour laquelle ε/T^4 varie de façon continue, mais sa dérivée est discontinue ou une transition dite de type *cross-over*, pour laquelle ε/T^4 ainsi que toutes ses dérivées varieraient de façon continue. La ligne pointillée partant de μ_B =0 provient (notamment) de l'apparente continuité de la transition présentée dans la figure 1.1. La coexistence d'une transition de second ordre ou de type cross-over pour les petites valeurs de μ_B et d'une transition du premier ordre, pour les valeurs plus grandes, impose la présence d'un point critique également indiqué sur la figure et dont la position exacte dans le plan (T, μ_B) est encore inconnue à ce jour.

1.1.3 Collisions d'ions lourds relativistes

La température critique de formation du QGP, $T_c \sim 170$ MeV, correspond à une densité d'énergie $\varepsilon_c \sim 1$ GeV/fm^3 dans le milieu. La densité d'énergie ε_0 et la température qu'il est possible d'atteindre au cours d'une collision d'ions lourds relativistes croissent avec l'énergie (par

nucléon) des ions et le nombre de nucléons présents dans ces ions. Il est possible d'atteindre une température supérieure à la température T_c de formation du QGP à condition d'utiliser des ions suffisamment lourds et suffisamment accélérés.

La densité d'énergie ε_0 atteinte dans des collisions d'ions lourds peut être évaluée dans le cadre d'un formalisme développé par Bjorken à l'aide de la densité d'énergie transverse E_T par unité de rapidité y[(1)] dans le milieu créé lors de la collision au bout d'un temps τ_0 correspondant à la formation du plasma de quarks et de gluons [6]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= \frac{1}{A_T \tau_0} \frac{dE_T(\tau_0)}{dy} \\ &= \frac{1}{A_T \tau_0} \frac{\langle m_T \rangle dN(\tau_0)}{dy} \end{aligned} \tag{1.1}$$

où A_T est la surface de recouvrement des noyaux entrant en collision, dans le plan transverse, $dN(\tau_0)/dy$ le nombre de particules produites par unité de rapidité et $\langle m_T \rangle$ la masse transverse moyenne de ces particules, définie par:

$$\langle m_T \rangle \equiv \frac{dE_T(\tau_0)/dy}{dN(\tau_0)/dy} \tag{1.2}$$

Le temps de formation τ_0 n'est pas défini de façon univoque. Il avait initialement été fixé par Bjorken (de façon arbitraire) à 1 fm/c. Une estimation plus quantitative consiste à prendre $\tau_0 = \hbar/\langle m_T \rangle$. Ces considération appliquées à des collisions Au + Au centrales [(2)] à une énergie par collisions nucléon-nucléon dans le référentiel du centre de masse $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV (soit une énergie par nucléon de 100 GeV, pour chaque faisceau) conduisent à une densité d'énergie $\varepsilon_0 \simeq 15$ GeV/fm^3 [7], nettement supérieure à la densité d'énergie correspondant à la formation du QGP (~ 1 GeV/fm^3), prédite par les calculs QCD sur réseau présentés dans le paragraphe précédent.

La figure 1.3 représente les différentes étapes par lesquelles passe le milieu formé lors d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes pour laquelle aurait lieu la formation d'un plasma de quarks et de gluons :

1. une étape très brève (~ 1 fm/c) de pré-équilibre, aux cours de laquelle ont lieu des interactions entre partons caractérisées par de grands transferts d'énergie et pendant laquelle le milieu se thermalise;

2. une étape caractérisée par l'existence d'un plasma de quarks et de gluons en équilibre thermique, en expansion (longitudinale) et se refroidissant;

(1) La rapidité d'une particule est une grandeur sans dimension définie par $y = \frac{1}{2} \ln [(E + p_z)/(E - p_z)]$, où E est l'énergie de la particule et p_z son impulsion le long de l'axe z, correspondant à la direction des faisceaux incidents, dans le référentiel du centre de masse. Est également utilisée la *pseudo-rapidité* $\eta = \frac{1}{2} \ln [(p_{\mathrm{tot}} + p_z)/(p_{\mathrm{tot}} - p_z)] = -\ln [\tan(\theta/2)]$, avec p_{tot} l'impulsion totale de la particule et θ son angle d'émission par rapport à l'axe des faisceau.

(2) Une collision est dite centrale lorsque la distance entre le centre des deux noyaux est faible. A l'inverse, elle est dite périphérique lorsque cette distance est grande.

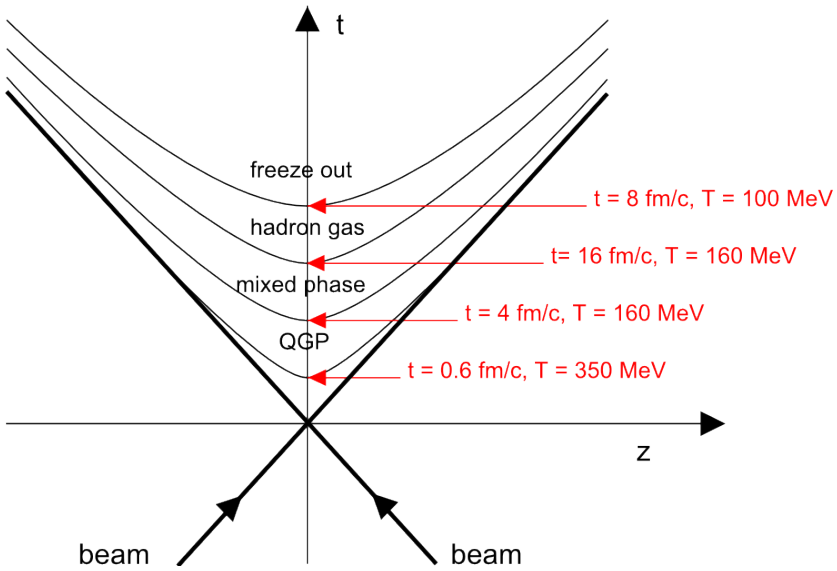

Figure 1.3: Évolution spatio-temporelle de la matière nucléaire dans des collisions d'ions lourds relativistes.

3. une phase mixte correspondant à la transition de phase (inverse) entre le plasma et la matière nucléaire hadronique. Dans le cas d'une transition de phase de premier ordre, cette phase mixte est caractérisée par une température constante, égale à T_c. Pour des transitions du second ordre ou de type cross-over, la température du milieu continue à décroître au cours de cette étape, de part et d'autre de T_c;

4. une phase constituée de hadrons en interactions les uns avec les autres et continuant à refroidir. Lorsque la température est suffisamment faible, ces interactions sont interrompues et un état de *gel* chimique est atteint, après lequel la constitution hadronique du milieu reste fixe.

5. les hadrons issus de l'étape précédente se propagent de façon indépendante les uns des autres et sont détectés expérimentalement.

1.1.4 Sondes *dures*

Les particules produites au cours de la première étape des collisions sont appelées *sondes dures*. Leur production est caractérisée par de grands transferts d'énergie entre partons incidents (quarks ou gluons) et peut être calculée dans le cadre d'un traitement perturbatif (en puissance de α_s) de QCD. De telles sondes sont particulièrement intéressantes dans la mesure où :

- leur production (avant interaction avec le milieu nucléaire créé lors de la collision) peut être déduite des mesures réalisées dans des collisions $p + p$ par simple dénombrement du nombre de collisions nucléon-nucléon correspondant à la collision d'ions lourds;

- produites dans les premiers instants de la collision, elles sont affectées par chacune des étapes décrites sur la figure 1.3.

Ces propriétés font de certaines de ces sondes dures de bon candidats à la mise en évidence d'un QGP et à l'étude de ses propriétés. Expérimentalement, il s'agira dans un premier temps de mesurer leur taux de production dans de collisions $p+p$, en l'absence d'un QGP, puis de le mesurer dans des collisions d'ions lourds pour lesquelles la formation d'un QGP est attendue et d'analyser d'éventuelles déviations entre les résultats obtenus dans de telles conditions aux résultats obtenus pour les collisions $p+p$, normalisés de façon appropriée (plus précisément, en utilisant le nombre moyen N_{coll} de collisions $p+p$ équivalent à une collision $\text{A}+\text{A}$ pour une distance b donnée entre les centres des deux noyaux).

La particule J/ψ dont les propriétés sont rappelées dans le prochain paragraphe et dont l'étude fait l'objet de ce manuscrit, constitue l'une de ces sondes dures.

1.2 La particule J/ψ

1.2.1 Introduction

La particule J/ψ a été découverte simultanément au Standford Linear Accelerator Center (SLAC) [8] et au Brookhaven National Laboratory (BNL) [9], en 1974. Il s'agit du premier état lié d'une paire de quarks charme $c\bar{c}$ stable pour l'interaction forte, les deux premiers états excités étant le χ_c et le ψ'. Ces particules sont stables pour l'interaction forte dans la mesure ou leur masse est plus petite que deux fois la masse du méson D, le méson le plus léger comportant un unique quark charme.

La masse élevée du quark charme ($m_c = 1.27^{+0.7}_{-0.11}$ GeV/c^2) et du méson J/ψ ($m_{\text{J}/\psi} = 3.097$ GeV/c^2) [10] impose qu'ils soient produits aux tous premiers instants d'une collision d'ions lourds, par diffusion entre partons issus des projectiles caractérisée par de grands échanges d'énergie. Par ailleurs, la valeur élevée de l'énergie de liaison entre les quarks du J/ψ, ou de façon équivalente, la faible distance entre ces deux quarks, rendent le J/ψ peu sensible à une éventuelle dissociation par interaction avec les hadrons formés dans les collisions d'ions lourds.

1.2.2 Mécanisme de production

Formation de la paire $c\bar{c}$

Du fait de la masse élevée du quark charme par rapport à l'échelle d'énergie typique de QCD ($\Lambda_{\text{QCD}} \sim 0.2$ GeV), la production d'une paire $c\bar{c}$ peut être calculée dans le cadre d'un traitement perturbatif de QCD. La figure 1.4 représente certains des diagrammes de Feynman contribuant à la formations de quarks lourds [11]. Les diagrammes (a), (b) et (c) sont du premier ordre; Les autres diagrammes sont d'un ordre supérieur. Pour une énergie par collision nucléon-nucléon de l'ordre de 200 GeV, les processus (a) et (b), faisant intervenir deux gluons provenant des noyaux projectiles, sont dominants.

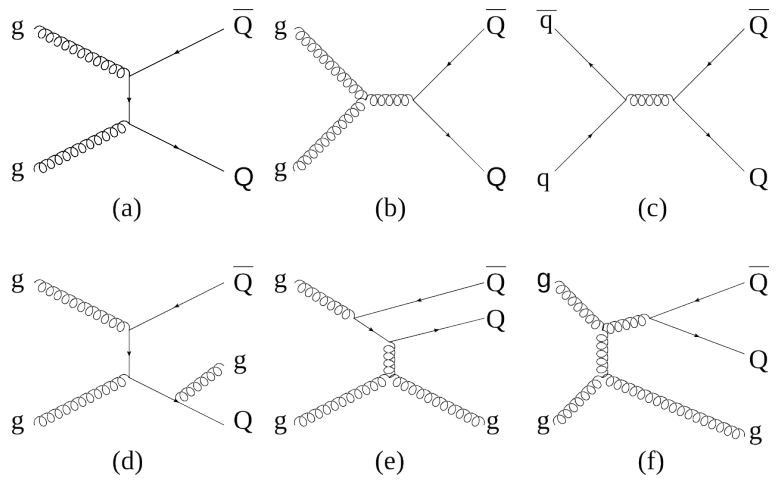

Figure 1.4: Exemple de diagrammes de Feynman participant à la production de paires de quarks lourds ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$).

Formation du J/ψ

Les paires $c\bar{c}$ produites par les diagrammes présentés dans le paragraphe précédent sont en général dans un état d'octet de couleur, c'est à dire que les quarks c et $\bar{c}$ sont de couleur différente. Au contraire, pour pouvoir former un état lié tel que le J/ψ, elle doivent se trouver dans un état singulet de couleur pour lequel les deux quarks possèdent la même couleur, identique à l'état du J/ψ. Il est alors nécessaire de faire intervenir un ou plusieurs gluons supplémentaires de façon à neutraliser ces paires colorées et former un J/ψ.

Il n'y a pas de consensus théorique quant au traitement de ces gluons supplémentaires. Les principaux modèles utilisés en pratique sont présentés rapidement ci-après.

Color Singlet Model

Dans le cadre du modèle du singulet de couleur [12], l'introduction du troisième gluon nécessaire à l'obtention d'une paire de quarks $c\bar{c}$ neutre de couleur est réalisée au cours de la même interaction partonique *dure* que celle donnant lieu à la création de la paire et est traitée de façon perturbative au même titre que les deux autres partons (voir paragraphe 1.2.2). Cela donne lieu à des diagrammes de Feynman similaires (au premier ordre) à celui de la figure 1.5, dans le cas de la production de J/ψ par fusion de gluons.

Les calculs à l'ordre dominant (Leading Order, ou LO) de la section efficace de production du J/ψ dans le cadre du Color Singlet Model sous-estiment d'environ un ordre de grandeur les données expérimentales [13]. L'inclusion des diagrammes correspondant à l'ordre supérieur (Next to Leading Order, ou NLO) et l'ajout paramétré de certains des diagrammes intervenant à l'ordre suivant (Next to Next to Leading Order, NNLO) permet de réduire cet écart notamment pour les J/ψ de grande impulsion transverse [14], mais la validité de cette approche, notamment la convergence du développement perturbatif, est encore débattue à ce jour [15]. Par ailleurs, la prise en compte de sources de production supplémentaires (notamment la présence de charme dans

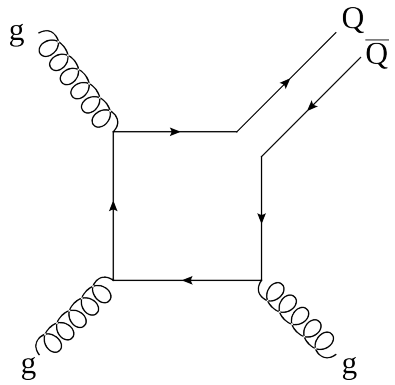

Figure 1.5: Exemple de diagramme de Feynman (à l'ordre dominant) participant à la production de paires de quarks lourds $c\bar{c}$ neutres de couleur.

la fonction d'onde des nucléons incidents, pour une impulsion transverse du J/ψ suffisamment grande) permet également de réduire ce désaccord [16].

Color Evaporation Model

Le modèle d'évaporation de couleur [17, 18] postule que la production d'un état final comportant une paire de quarks lourds (c ou b) est entièrement décrite par la section efficace de production de la paire de quarks, à un facteur multiplicatif prêt (ou rapport d'embranchement) dépendant de l'état final en question:

$$\frac{d\sigma_i}{dyd^2p_{\mathrm{T}}} = f_i \int_{2m_c}^{2m_D} dm \frac{\sigma_{c\bar{c}}}{dyd^2p_{\mathrm{T}}dm} \tag{1.3}$$

où $m = (p_c + p_{\bar{c}})^2$ et i correspond à l'état final considéré, par exemple J/ψ, ψ' ou encore $D\bar{D}$. Ce postulat repose sur l'hypothèse que la formation de l'état final est un processus lent, réalisé via radiation par la paire de quarks lourds d'un grand nombre (indéterminé) de gluons de faible impulsion transverse et permettant, notamment, la neutralisation de la paire.

La valeur des différents rapports d'embranchement f_i est indépendante de la rapidité et de l'impulsion transverse de la (ou les) particule émise dans l'état final, de l'énergie $\sqrt{s}$ ainsi que du processus élémentaire (partonique) à l'origine de la formation de la paire de quarks lourds.

Ce modèle prédit par conséquent que les distributions en impulsion transverse et en rapidité des différents états liés de paires $c\bar{c}$ (J/ψ, ψ', χ_c) à une énergie donnée et pour un type de projectiles donné (photo-production, collisions $p + p$, $p + \bar{p}$ etc.) sont identiques, à un facteur multiplicatif prêt.

Color Octet Model

Comme pour le modèle d'évaporation de couleur, le modèle d'octant de couleur [19] considère que la neutralisation de la paire de quarks lourds est un processus non-perturbatif, faisant intervenir

un ou plusieurs gluons de faible impulsion transverse, colinéaires à la paire de quarks lourds. La neutralisation a lieu au bout d'un temps fini après l'interaction dure dont provient la paire de quarks lourds. Son traitement est réalisé dans le cadre d'une théorie des champs effective appelée NRQCD (Non Relativistic Quantum Chromodynamic) qui s'appuie sur le fait que la vitesse relative v des quarks lourds constituant l'état lié est faible devant c. Cette propriété permet un développement perturbatif de l'état lié $Q\bar{Q}$ ($c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$) en puissances de v:

$$\begin{aligned} |H\rangle &= a(1)|\left\{Q\bar{Q}\right\}_1\rangle \\ &+ a(v)|\left\{Q\bar{Q}\right\}_8 g\rangle \\ &+ a(v^2)|\left\{Q\bar{Q}\right\}_8 gg\rangle \\ &+ ... \end{aligned} \tag{1.4}$$

où le terme de gauche correspond à l'état lié de la paire de quarks lourds et où les termes du membre de droite correspondent au développement limité en puissance de v.

Le terme d'ordre dominant de ce développement limité fait intervenir l'état de singulet de couleur de la paire $Q\bar{Q}$ (indice 1 dans l'équation 1.4). Les termes d'ordre supérieur font intervenir les états d'octet de couleur (indice 8 dans l'équation 1.4) de la paire ainsi que un ou plusieurs gluons. Ces termes sont multipliés par un nombre fini de facteurs multiplicatifs *universels* prenant en compte les corrections non perturbative de QCD. Ces paramètres peuvent être soit calculés sur réseau, soit ajustés aux données expérimentales. Contrairement au cas du modèle d'évaporation de couleur, ces termes supplémentaires (d'ordre supérieur en v) ont une dépendance précise en fonction de l'impulsion transverse et la rapidité (ou tout autre grandeur cinématique) de l'état lié. Leur valeur dépend également de la nature de l'état lié considéré.

1.2.3 Effets nucléaires froids

Sont appelés *effets nucléaires froids* tous les effets susceptibles d'affecter la production du J/ψ dans des collisions d'ions lourds (par rapport à sa production dans des collisions $p+p$) en l'absence de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Les prochains paragraphes décrivent succinctement certains de ces effets.

Modifications des fonctions de distribution de partons

Les fonctions de distribution de partons au sein du nucléon décrivent le contenu du nucléon en terme de partons (quarks ou gluon) en fonction de la fraction x de l'impulsion transverse du nucléon portée par le parton et de l'énergie Q^2 de la particule utilisée pour sonder le nucléon. Ces fonctions relèvent du domaine non perturbatif de QCD et ne peuvent être calculées analytiquement. Elles sont mesurées au moyen notamment d'expériences de diffusion profondément inélastique. De telles mesures peuvent être réalisées en utilisant pour cible soit des nucléons isolés (par exemple les protons d'une cible d'hydrogène) soit des noyaux.

Dans la mesure où les fonctions de distribution de partons décrivent notamment la distribution d'impulsion des gluons dont proviennent la paire de quarks lourds donnant lieu à la formation d'un méson lourd, elles en influencent également la distribution en impulsion transverse et la section efficace de production.

Il a été observé expérimentalement que les fonctions de distribution des quarks et des gluons au sein du nucléon ne sont pas les mêmes selon que le nucléon soit isolé ou au sein d'un noyau. De cette propriété résulte naturellement une modification de la section efficace de production et de la distribution des variables cinématiques (rapidité et impulsion transverse) des résonances lourdes.

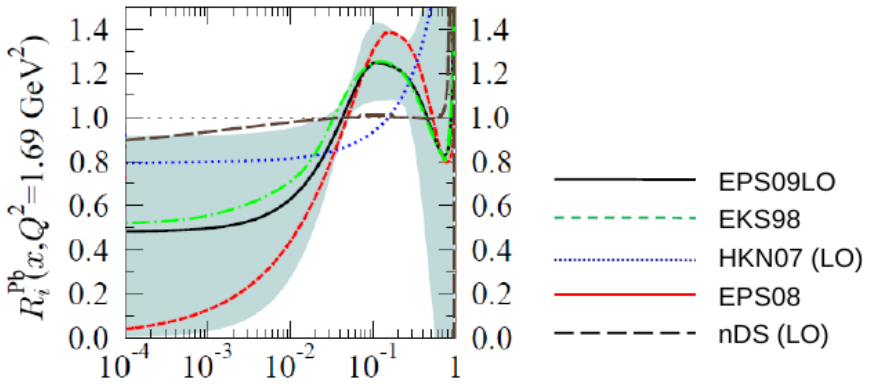

Figure 1.6: Plusieurs paramétrisations de la modification de la fonction de distribution des gluons dans un noyau de plomb à une énergie $Q^2 = 1.69$ GeV^2.

La figure 1.6 représente plusieurs paramétrisations du rapport entre la fonction de distribution de gluons dans le nucléon pour un noyau de plomb à une énergie $Q^2 = 1.69$ GeV^2 et celle obtenue pour un nucléon isolé [20]. Ces paramétrisations sont obtenues par ajustement aux données expérimentales disponibles. Bien qu'elles diffèrent fortement, ces paramétrisations possèdent qualitativement les mêmes propriétés:

- pour les petites valeurs de x ($x < 10^{-2}$), le rapport est plus petit que l'unité et décrit le fait que le nombre de gluons de petit impulsion est plus petit dans le cas d'un noyau que dans le cas d'un nucléon isolé. Ce régime est appelé *saturation* des gluons (ou *shadowing*);
- pour les valeurs intermédiaires de x ($10^{-2} < x < 5.10^{-1}$), le rapport augmente et peu même dépasser l'unité; ce régime est appelé *anti-shadowing*;
- lorsque x s'approche de l'unité ($x > 5.10^{-1}$), le rapport diminue à nouveau. Cette diminution constitue l'effet EMC[21] (en référence à l'expérience l'ayant mise en évidence pour la première fois);
- pour les valeurs de x très proche de l'unité, le rapport augment à nouveau rapidement. Ce régime est un conséquence du mouvement de Fermi des nucléons au sein du noyau.

La région grisée également représentée sur la figure 1.6 et placée de part et d'autre de la courbe EPS09 constitue une estimation des incertitudes à la fois expérimentales et théoriques associées à ces jeux de fonctions de distribution de partons nucléaires. Elles sont obtenues notamment en changeant les fonctions analytiques choisies, pour la plupart de façon empirique, pour ajuster les jeux de données expérimentales disponibles. Ces incertitudes sont considérables, notamment dans le domaine des petits x et doivent être correctement prises en compte lorsqu'il s'agit d'interpréter des modifications éventuelles du taux de production de J/ψ en terme par exemple de la formation d'un QGP.

Color Glass Condensate

Le *Color Glass Condensate* (CGC) [22, 23] fournit un cadre théorique permettant de calculer analytiquement l'interaction d'une particule projectile avec les gluons d'un nucléon au sein d'un noyau dans le régime des petites valeurs de x, correspondant à la région du shadowing (figure 1.6). L'argument qualitatif de cette approche repose sur les faits suivants: pour des valeurs suffisamment petites de x, la fonction d'onde des gluons possède une extension spatiale importante. Par conséquent, les gluons se superposent et les interactions du projectile (la sonde) avec le nucléon font alors intervenir un grand nombre de gluons simultanément, de façon cohérente, comme illustré sur la figure 1.7 pour le cas de la formation d'un méson J/ψ. Il est alors possible de traiter ces interactions cohérentes par un champ classique, calculable analytiquement.

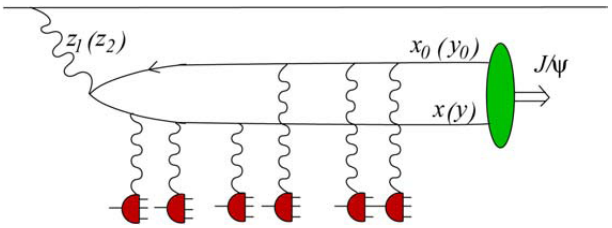

Figure 1.7: Vue schématique du mécanisme de production du J/ψ par interaction d'un gluon *dur* incident avec de multiples gluons du noyau cible. Les gluons interagissent avec l'un ou l'autre des quarks charme de façon cohérente.

La valeur de x en deçà de laquelle les gluons (vus par la sonde) se recouvrent pour former le CGC dépend de l'énergie Q^2 de la sonde. Plus cette énergie est petite, plus la valeur de x correspondante est élevée. De façon équivalente, pour une valeur de x donnée, il est possible de définir une énergie Q^2_{sat} de saturation, en deçà de laquelle les interactions avec le projectile relèvent du domaine d'application du CGC. Q^2_{sat} et x sont approximativement reliés par l'équation:

$$Q^2_{\text{sat}} \sim A^{1/3} \frac{1}{x^{0.3}} \tag{1.5}$$

où A est le nombre de nucléons dans le noyau.

La figure 1.8 illustre le domaine d'applicabilité du CGC, conformément à l'équation 1.5. Les propriétés importantes de Q^2_{sat} sont: 1) Q^2_{sat} augmente lorsque x diminue; 2) Q^2_{sat} augmente lorsque le nombre de nucléons dans le noyau augmente. Pour cette raison, l'effet du CGC sur, par exemple, la production du J/ψ est différent dans des collisions $p+p$ et dans des collisions $p+\text{A}$ (ou $d+\text{A}$) à la même énergie.

Effet Cronin et perte d'énergie dans l'état initial

L'effet Cronin [24] correspond à l'augmentation moyenne de l'impulsion transverse d'un des partons (dit *projectile*), par diffusions multiples avec les partons de l'autre nucléon (*cible*), avant l'interaction dure donnant lieu (pour le cas du J/ψ) à la formation d'une paire $c\bar{c}$. Ces diffusions multiples peuvent également se traduire par une perte d'énergie du parton incident [25, 26, 27].

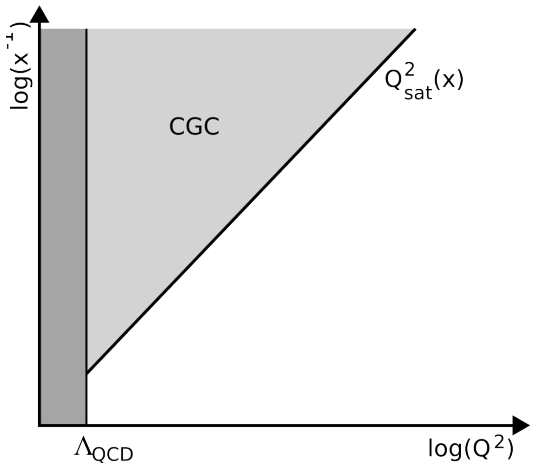

Figure 1.8: Vue schématique du domaine d'applicabilité du Color Glass Condensate (CGC), en fonction des grandeurs cinématiques x et Q^2.

Ces deux effets modifient naturellement la distribution en impulsion transverse, ainsi que la section efficace totale des J/ψ mesurés dans l'état final dans le cas d'une collisions d'ions lourds par rapport à une collision $p + p$.

Absorption/dissociation nucléaire

Une section efficace d'absorption (ou de dissociation) du J/ψ par interaction nucléaire a été initialement introduite pour expliquer les résultats obtenus pour la production du J/ψ dans des collisions ne faisant intervenir que des noyaux légers (par exemple de type $p + \mathrm{A}$) réalisées au CERN sur les lignes de faisceaux provenant du SPS (résultats obtenus par les expériences NA38, NA50 et NA60 pour différentes énergies et types de collisions, normalisés de façon à correspondre à une énergie de 158 GeV [28, 29]). Ces résultats sont rassemblés sur la figure 1.9. Ils sont présentés sous la forme du rapport entre la section efficace de production du J/ψ et la section efficace de Drell-Yan (DY), en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée, L. Le mécanisme de Drell-Yan correspond à la production de paires de leptons provenant de la décroissance d'un photon virtuel issu de l'annihilation d'un quark du noyau projectile et d'un quarks de la cible (Figure 1.10). La longueur de matière nucléaire traversée L est une estimation de la centralité des collisions, elle est d'autant plus grande que le paramètre d'impact b, correspondant à la distance entre les centres des noyaux, est faible et que la collision est centrale.

En l'absence de tout effet nucléaire le rapport J/ψ/DY devrait être constant, dans la mesure où le mécanisme de Drell-Yan n'est pas sensible à de tels effets. Pour les petites valeurs de L, une dépendance exponentielle est observée, attribuée à des effets nucléaires froids, dans la mesure où la densité d'énergie correspondante est insuffisante pour former un plasma de Quarks et de Gluons. Cette dépendance peut être paramétrée de façon à faire apparaître la section efficace d'absorption nucléaire du J/ψ, $\sigma_{\mathrm{breakup}}$:

$$\frac{\sigma_{\mathrm{J}/\psi}}{\sigma_{\mathrm{DY}}}(L) = \left.\frac{\sigma_{\mathrm{J}/\psi}}{\sigma_{\mathrm{DY}}}\right|_{p+p} e^{-\rho\sigma_{\mathrm{breakup}}L} \tag{1.6}$$

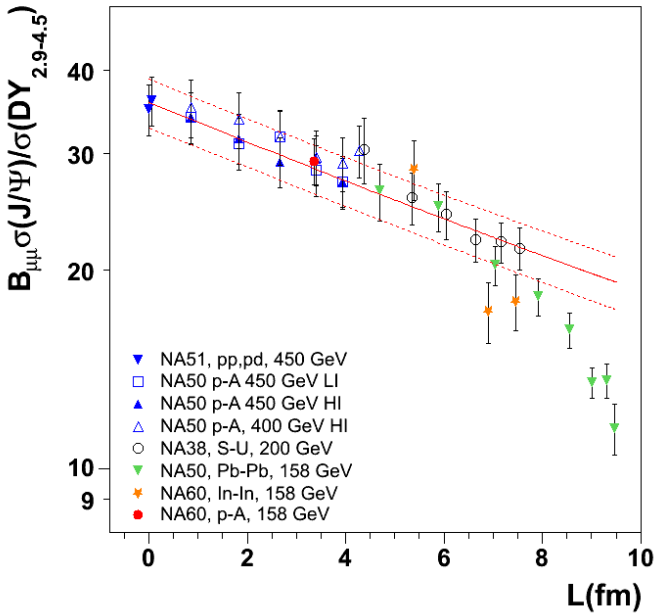

Figure 1.9: Rapport entre les sections efficaces de production du J/ψ et de Drell-Yan en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée, mesuré dans des collisions d'ions lourds sur le SPS, au CERN [28, 29].

où $\sigma_{\mathrm{J}/\psi}/\sigma_{\mathrm{DY}}\Big|_{p+p}$ est le rapport des sections efficaces de production mesuré dans des collisions $p+p$ (et donc en l'absence d'effets nucléaires froids) et ρ est la densité du noyau.

Les résultats présentés sur la figure 1.9 permettent d'évaluer expérimentalement la valeur de $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ pour les petites valeurs de L et d'extrapoler la contribution de l'absorption nucléaire ainsi définie aux plus grandes valeurs de L. Pour $L > 8$ fm, le rapport de sections efficaces mesuré est inférieur aux effets nucléaires froids estimés de cette façon, ce qui indique l'existence d'effets supplémentaires. Cet effet a été historiquement appelé suppression *anormale* du J/ψ et peut être considéré comme la première mise en évidence expérimentale de la formation d'un plasma de quarks et de gluons [30]. Certains des mécanismes susceptibles d'affecter la production de J/ψ en présence d'un plasma de quarks et de gluons sont décrits brièvement dans le prochain paragraphe.

1.2.4 Effets nucléaires chauds

Sont appelé *effets nucléaires chauds* tous les effets susceptibles d'affecter la production du J/ψ dans des collisions d'ions lourds (par rapport à sa production dans des collisions $p+p$) dus à la présence d'un plasma de quarks et de gluons.

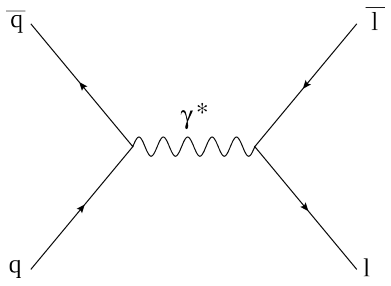

Figure 1.10: Production de paires de leptons par le mécanisme de Drell-Yan.

Écrantage de couleur

Du fait de leur masse élevée, l'interaction entre deux quarks charme peut être étudiée qualitativement dans le cadre d'un modèle quantique non relativiste [31], en résolvant l'équation de Shrödinger:

$$\left\{2m_c - \frac{1}{m_c}\nabla^2 + V(r)\right\}\Phi_i(r) = M_i\Phi_i r \tag{1.7}$$

où m_c est la masse du quark charme, M_i et Φ_i la masse et la fonction d'onde des états liés du système et $V(r)$ le potentiel d'interaction entre les quarks.

Le modèle de potentiel le plus simple utilisé pour décrire l'interaction entre les deux quarks est le potentiel de Cornell [32]. Il comporte deux termes: un terme de tension de corde, introduit de façon *ad hoc* pour rendre compte du confinement des quarks; un terme de couplage de type Coulombien, pour les charges de couleur. Il s'écrit:

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \tag{1.8}$$

où r est la distance entre les quarks lourds; σ la *tension de corde* caractéristique de la force de rappel entre les quarks lorsque ceux-ci sont éloignés et α le terme de couplage de charge (de couleur) entre les deux quarks.

La résolution de l'équation 1.7 pour ce potentiel et en utilisant des valeurs appropriées pour ses différents paramètres reproduit correctement les différents états liés de paire de quarks charme (et beauté) observés expérimentalement.

Dans un milieu dense en charges de couleur tel que le plasma de quarks et de gluons, le potentiel de Cornell est écranté par un mécanisme de Debye similaire à ce qui est observé pour l'interaction électromagnétique[33]. Qualitativement, pour une densité donnée de charges de couleur, lorsque les deux quarks charmés sont à une distance suffisamment importante (caractérisée par r_D, le rayon de Debye), le potentiel d'interaction cesse de croître et les quarks peuvent continuer à être éloignés l'un de l'autre sans dépense supplémentaire d'énergie. Quantitativement, le potentiel de Cornell devient:

$$V(r) \sim \sigma r \left(\frac{1 - e^{-r/r_D}}{r/r_D} \right) - \frac{\alpha}{r} e^{-r/r_D} \tag{1.9}$$

Pour les grandes valeurs de r, ce potentiel *sature* à une valeur $V_\infty = \sigma r_D$, comme illustré sur la figure 1.11.

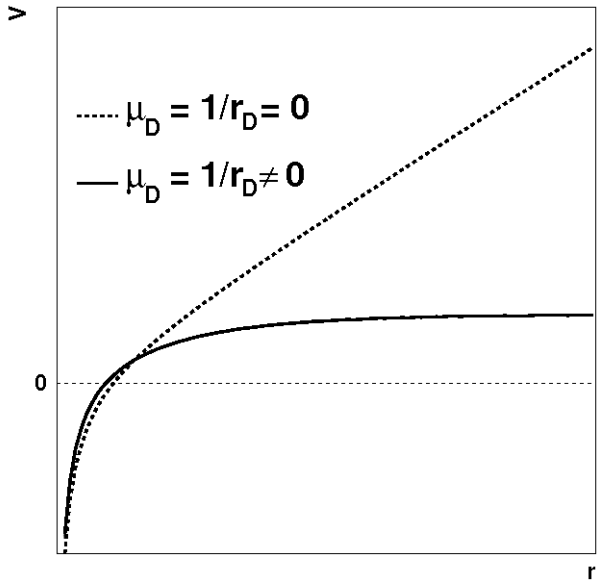

Figure 1.11: Potentiel de Cornell utilisé pour décrire l'interaction entre deux quarks lourds ($c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$), dans le cas *libre* (ligne pointillée) et dans le cas écranté (ligne solide). μ_D, l'inverse du rayon de Debye r_D, est la masse de Debye.

La valeur du rayon de Debye (et donc de V_∞) diminue lorsque augmente la densité de charge du milieu, ou de façon équivalente, la température de celui-ci. Si la valeur de V_∞ est plus faible que l'énergie de liaison d'un état lié donné, cet état ne peut plus être formé. Lorsque la température du milieu augmente, aura donc lieu une disparition *séquentielle* des différents états liés de paires de quarks lourds, ordonnés par ordre décroissant de leur énergie de liaison.

Ces résultats qualitatifs, obtenus dans le cadre d'un modèle très simplifié d'interaction entre les quarks charme ont été confirmés de façon rigoureuse par des calculs QCD sur réseau. De nombreux calculs ont été réalisés à ce titre, comportant des hypothèses simplificatrices différentes, de façon à déterminer les températures de dissociation T_d des différentes résonances $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. Le tableau 1.1 donne la valeur de ces températures pour l'un des calculs réalisés, exprimée en fonction de la température T_c de formation du plasma de quarks et de gluons [34].

Absorption par les *co-voyageurs*

Cette approche consiste à décrire la suppression *anormale* du J/ψ observée par les expériences du SPS (figure 1.9) au moyen d'une section efficace $\sigma_{\rm co}$ de dissociation du J/ψ par interaction forte avec un milieu dense se déplaçant avec lui (d'où le terme *co-voyageur*) lors de la collision

état lié	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ (1S)	Υ (2S)	Υ (3S)
T_d/T_c	1.10	0.74	$0.1 - 0.2$	2.31	1.10	0.75

Table 1.1: Température correspondant à la suppression des différents états liés de paire de quarks $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ obtenu par calcul QCD sur réseau [34]. T_c est la température critique, correspondant à la formation d'un plasma de quarks et de gluons.

d'ions lourds [35]. Cette interaction vient s'ajouter aux effets nucléaires froids décrits dans le paragraphe 1.2.3 (modification des fonctions de distribution de partons et absorption nucléaire).

Cette approche permet de décrire correctement les résultats obtenus au SPS, pour une valeur appropriée de $\sigma_{\rm co}$ ($\sigma_{\rm co} = 0.65$ mb), ajustée aux données expérimentales et de la densité du milieu co-voyageur en question, sans qu'il soit nécessaire d'invoquer le mécanisme d'écrantage de couleur décrit dans le paragraphe précédent. La densité du milieu co-voyageur peut être estimée dans le cadre du *dual parton model*. Aucune hypothèse n'est réalisée quant à la nature (hadrons ou partons) du milieu en question. En cela, cette approche n'infirme ni ne confirme la formation d'un plasma de quarks et de gluons.

Régénération du J/ψ

Les premières prédictions concernant la modification de la production du méson J/ψ dans des collisions Au + Au à RHIC étaient basées sur les résultats mesurés précédemment au CERN/SPS (figure 1.9) et prévoyaient l'observation d'une suppression (par écrantage de couleur) nettement supérieure à celle observée expérimentalement. Un mécanisme de régénération du J/ψ reposant sur la recombinaison de paire de quarks $c\bar{c}$ provenant d'interactions partoniques différentes a alors été proposé, de façon à contrebalancer cette suppression [36, 37, 38].

De nombreuses interactions nucléon-nucléon (dites *interactions binaires*) ont lieu pour des collisions d'ions lourds relativistes ($\langle N_{\rm coll}\rangle = 950 \pm 90$ pour les 10 % des collisions Au + Au les plus centrales à RHIC) et peuvent donner lieu à la présence d'un nombre important de quarks c et $\bar{c}$ dans l'état final. Dans la mesure où ces quarks évoluent de façon *libre* au sein du plasma de quarks et de gluons, pendant la durée de vie de celui-ci, il devrait être possible à certaines paires de former un état lié (alors que autrement chaque quark aurait donné lieu à un méson *simplement* charmé, tel que le D), que les quarks en question proviennent ou non de la même interaction nucléon-nucléon initiale, accroissant ainsi d'autant la section efficace de production du J/ψ par rapport aux collisions $p + p$. Le nombre de mésons J/ψ créés de cette façon augmente comme le carré du nombre de paires $c\bar{c}$ créées lors de la collision, qui lui même croît avec avec la densité d'énergie du milieu. On peut donc s'attendre à ce que la contribution d'un tel mécanisme, dont l'effet est opposé à celui de l'écrantage de couleur mentionné plus haut, augmente avec l'énergie et la centralité des collisions.

Les différents modèles de *régénération* proposés diffèrent par la façon dont les quarks $c\bar{c}$ se recombinent pour former un J/ψ et notamment sur les critères d'espace de phases (par exemple la proximité en rapidité et en impulsion transverse entre les deux quarks) nécessaire à cette recombinaison.

1.2.5 Principe des mesures

Compte tenu des effets mentionnés dans les paragraphes précédents, la façon de relier expérimentalement la mesure de la production du J/ψ à la formation d'un plasma de quarks et de gluons comporte les étapes suivantes:

- mesure de la section efficace du J/ψ dans des collisions $p + p$, de façon à établir une référence pour l'étude des effets nucléaires froids et chauds;
- mesure de la production du J/ψ dans des collisions d'ions lourds pour lesquelles ne se forme pas de plasma de quarks et de gluons. Dans le cas de RHIC, des collisions $d + \mathrm{Au}$ ont été réalisées à ce titre. Elles permettent de quantifier les effets nucléaires froids;
- mesure de la production du J/ψ dans des conditions où la formation d'un plasma de quarks et de gluons est attendue. C'est le cas notamment pour des collisions Au + Au suffisamment centrales, à RHIC. Les différences constatées par rapport à la production dans des collisions $p + p$ sont le fruit à la fois d'effets froids et d'effets chaud. Il convient alors de correctement extrapoler les effets froids mesurés à l'étape précédente, pour identifier d'éventuels effets supplémentaires attribués à la formation d'un plasma.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Introduction

L'expérience PHENIX [39] est l'une des deux expériences encore en fonctionnement sur le collisioneur RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) [40] situé à BNL (Brookhaven National Laboratory) aux États-Unis. Le collisioneur RHIC est constitué de deux anneaux accélérateurs cryogéniques de 3.8 km de circonférence. Il permet d'accélérer des protons ainsi que de nombreux types d'ions (jusqu'à présent des deutérons, des ions de cuivre et des ions d'or) à des énergies allant de 10 à 250 GeV par nucléon. Les résultats présentés dans ce document ont été obtenues au cours de collisions de type $p + p$, $d + \mathrm{Au}$, $\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}$ et $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$ à une énergie par nucléon de 100 GeV, ce qui correspond à une énergie par collision nucléon-nucléon, calculée dans le centre de masse, $\sqrt{S_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV. Ces données ont été enregistrées entre 2003 et 2010.

L'expérience PHENIX est constituée de quatre ensembles de détecteurs (appelés bras) regroupés deux à deux:

- les bras centraux, dans lesquels sont mesurées les particules émises à rapidité proche de zéro, c'est à dire préférentiellement dans le plan perpendiculaire aux faisceau;

- les bras muons, dans lesquels sont mesurées les particules émises à rapidité positive (bras *nord*) ou négative (bras *sud*), c'est à dire préférentiellement le long de l'un ou l'autre des deux faisceaux.

Par ailleurs, l'expérience PHENIX comporte également un ensemble de détecteurs dits *globaux* destinés à caractériser les collisions évènement par évènement et dont les mesures sont utilisées pour toutes les analyses effectuées dans PHENIX.

Ce chapitre décrit brièvement les caractéristiques de ces détecteurs. Les bras muons ainsi que les détecteurs globaux sont décrits avec plus de détail que les bras centraux dans la mesure où ce sont les détecteurs employés pour obtenir la plupart des résultats présentés dans ce document.

2.2 Les détecteurs globaux

2.2.1 Les compteurs de faisceau (BBC)

Les BBC sont deux détecteurs identiques placés de part et d'autre du point d'interaction et mesurant les particules chargées émises dans un cône étroit centré sur les faisceaux, correspondant au domaine en pseudo rapidité $3 < |\eta| < 3.9$. Ils sont constitués de cristaux scintillants associés à des tubes photo-multiplicateurs. Ils sont utilisés pour le système de déclenchement de biais minimum de PHENIX que ce soit pour des collisions $p + p$, $d + \mathrm{A}$ ou $\mathrm{A} + \mathrm{A}$ et permettent également de mesurer la centralité des collisions ($d + \mathrm{A}$ ou $\mathrm{A} + \mathrm{A}$).

2.2.2 Les détecteurs de plan de réaction (RxNP)

Comme leur nom l'indique ces détecteurs mesurent le plan de réaction des collisions d'ions lourds $\mathrm{A} + \mathrm{A}$, défini par le vecteur d'impact $\overrightarrow{b}$ reliant le centre des deux noyaux en collision et l'axe des faisceaux. L'orientation de ce plan dans la direction azimutale sert de référence aux mesures de flot elliptique (paragraphe 4.3.4) caractérisant l'asymétrie azimutale de production de particules au cours des collisions. Ils sont constitués de scintillateurs divisés en secteurs autour de l'axe des faisceaux et couvrant le domaine en pseudo-rapidité $1.0 \leq |\eta| \leq 2.8$. Ils sont également segmentés de façon radiale en deux anneaux concentriques de façon à pouvoir, notamment, évaluer la présence d'éventuels biais dans la mesure du plan de réaction.

2.3 Les bras centraux

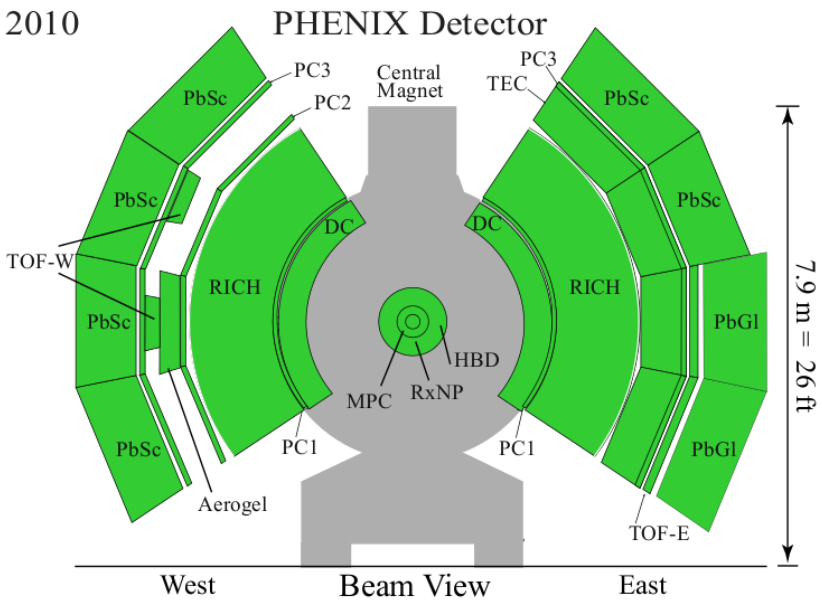

Figure 2.1: Vue en coupe des bras centraux du détecteur PHENIX.

Les détecteurs constituant les bras centraux de l'expérience PHENIX sont représentés de façon schématique dans la figure 2.1. Les deux bras centraux représentent une couverture azimutale totale $\Delta\phi = \pi$ et une couverture en pseudo rapidité $|\eta| < 0.5$. Ils comportent:

- un ensemble de chambres à dérive (DC) servant à mesurer la trajectoire des particules chargées et participant à la mesure de leur impulsion. Trois orientations de fils sont employées: les vues X, dont les fils sont parallèles à l'axe du faisceau permettent de mesurer précisément la position des particules dans le plan azimutal; les vues U et V formant un angle de 6° par rapport aux vues X et permettant de mesurer leur position longitudinale;
- plusieurs stations de chambres proportionnelles multi-fils (PC1, PC2 et PC3) utilisées en complément des DC pour la reconstruction de la trajectoire des particules. La première station (PC1) est située directement derrière les DC; les deux autres stations sont situées au delà des détecteurs RICH. Elles fournissent une mesure à deux dimensions de la position des particules aux moyens de *pads* dessinés sur leurs plans de cathodes;
- deux calorimètres électromagnétiques (PbGl et PbSc, ou, de façon générale, EMCAL). Ils sont conçus pour mesurer de façon précise la position et l'énergie des photons et des électrons produits lors des collisions (soit de façon directe, soit par décroissance de particules parentes). Ils peuvent être utilisés dans le système de déclenchement de façon à détecter préférentiellement les collisions contenant un ou plusieurs électrons de grande impulsion transverse dans l'état final;
- deux détecteurs de type Ring-Imaging Cerenkov (RICH), utilisés pour l'identification d'électrons. Ils peuvent également être utilisés (conjointement avec les calorimètres électromagnétiques et les chambres multi-fils) dans le système de déclenchement, en complément du système de déclenchement de biais minimum utilisant les BBC (paragraphe 2.2.1);
- un compteur aérogel Cerenkov (AEROGEL) utilisé pour l'identification des particules, notamment à grande impulsion transverse, en complément des EMCal. Ce détecteur ne couvre qu'une fraction de l'acceptance azimutale de PHENIX.
- deux détecteurs de temps de vol (TOF-E et TOF-W). Ils fournissent une mesure supplémentaire de la position des particules chargées et permettent l'identification de certains hadrons, par mesure de leur temps de vol. Ils ne couvrent qu'une fraction de l'acceptance azimutale de PHENIX;
- un ensemble de chambres à expansion temporelle (TEC). Ce détecteur mesure la position des particules chargées en plusieurs points, fournissant ainsi le vecteur directeur de leur trajectoire. Il est utilisé en conjonction avec les PC et DC pour mesurer l'impulsion des particules. Il permet également d'identifier certaines particules chargées en mesurant la perte d'énergie de ces dernières sur la longueur du détecteur (dE/dx);
- un détecteur insensible aux hadrons (HBD) destiné à identifier parmi les paires d'électrons produites celles provenant de la décroissance de mésons π^0 et de la conversion de photons. Ces deux sources d'électrons constituent le bruit de fond principal pour bon nombre de mesures réalisées dans le bras central de PHENIX. Le HBD permet en principe d'améliorer de façon significative le rapport signal sur bruit de ce type de mesures.

Un aimant magnétique (dit *aimant central*) est employé pour incurver la trajectoire des particules chargées et permettre ainsi la mesure de leur impulsion. Il délivre un champ magnétique

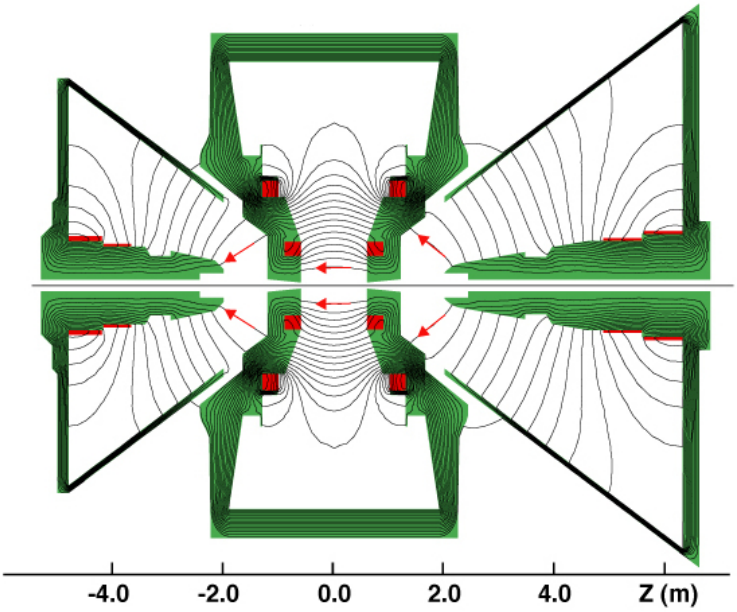

Figure 2.2: Lignes de champ magnétique dans le détecteur PHENIX.

approximativement longitudinal, comme indiqué dans la figure 2.2. L'intégrale de champ vue par une particule émise a $z = 0$ vaut environ 1 Tm. La plupart des détecteurs constituant les bras centraux de PHENIX sont situés en dehors de ce champ magnétique. L'impulsion d'une particule est mesurée en comparant le vecteur directeur de sa trajectoire au niveau de PC1 à la position de la collision mesurée par les BBC.

2.4 Les bras muons

Les détecteurs constituant les bras muons de l'expérience PHENIX sont représentés de façon schématique dans la figure 2.3. Chaque bras possède une couverture azimutale $\Delta\phi = 2\pi$. La couverture en pseudo-rapidité vaut $-2.2 < \eta < -1.2$ pour le bras sud et $1.2 < \eta < 2.4$ pour le bras nord. Chaque bras est constitué d'un absorbeur frontal, destiné à arrêter la grande majorité des hadrons (par interactions nucléaires) produits lors de la collision et de deux sous-ensemble de détecteurs:

- l'identificateur de muons (MuID) utilisé dans le système de déclenchement spécifique aux bras muons et permettant de rejeter une fraction des hadrons qui sont parvenus à traverser l'absorbeur frontal;
- le spectromètre à muons (MuTr) qui permet de mesurer l'impulsion des particules.

Chaque MuTr baigne dans un champ magnétique radial correspondant au champ de fuite d'un aimant solénoïdal placé autour de l'axe du faisceau. Les lignes de champ sortant de cet aimant sont refermées par un ensemble de plaques d'acier positionnées autour du MuTr et derrière le dernier plan de détection de celui-ci (Figure 2.2).

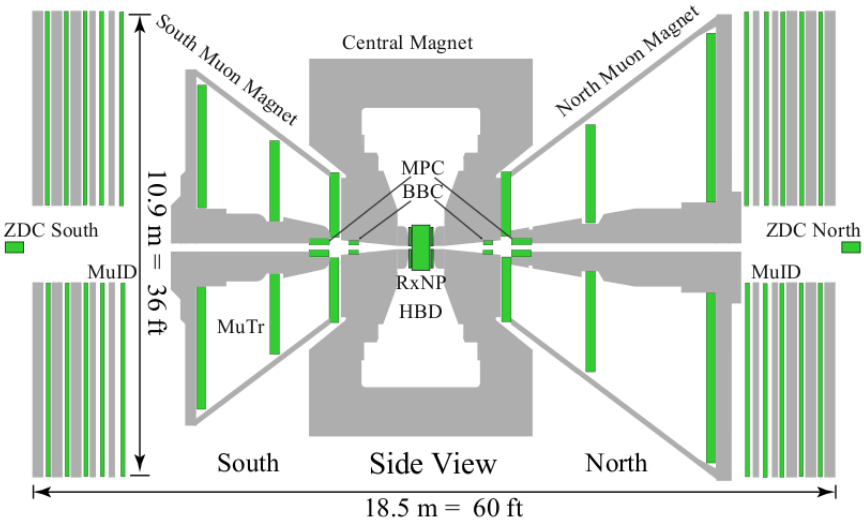

Figure 2.3: Vue latérale du détecteur PHENIX.

2.4.1 L'absorbeur frontal

L'absorbeur frontal est constitué de la partie latérale de l'aimant des bras centraux (laiton et fer, d'épaisseur 30 cm pour le bras Nord et 20 cm pour le bras sud), à laquelle sont ajoutés 20 cm de cuivre. L'épaisseur et les matériaux de l'absorbeur ont été décidés de façon à maximiser le nombre d'interactions nucléaires (ce qui permet de rejeter les hadrons produits lors de la collision) et minimiser le nombre d'interactions électromagnétiques afin de modifier le moins possible la trajectoire des muons, non sujets aux interactions nucléaires.

2.4.2 L'identificateur de muons (MuID)

Les deux identificateurs de muons (nord et sud) de PHENIX sont identiques. Chaque MuID se compose de cinq plans de détection alternés avec quatre absorbeurs en acier. L'ensemble est placé derrière une plaque d'acier épaisse de 30 cm servant également à fermer les lignes du champ magnétique des bras muons.

Les absorbeurs ont une épaisseur de 10 cm pour les deux premiers plans et 20 cm pour les deux derniers. Ils permettent d'arrêter une partie des hadrons qui sont parvenus à traverser l'absorbeur frontal. Un cinquième absorbeur, également d'épaisseur 20 cm, est placé derrière le dernier plan de détection du MuID. Il permet d'arrêter les particules de bruit de fond produites dans les tubes à vide du collisionneur RHIC, par exemple par interaction du faisceau avec le gaz résiduel présent dans ces tubes.

Compte tenu des différents absorbeurs présents dans l'acceptance et décrits plus haut (absorbeur frontal, plan de fermeture de l'aimant magnétique et absorbeurs du MuID), il faut une énergie d'au moins ~ 1.9 GeV à un muon produit lors d'une collision pour qu'il atteigne le premier plan de détection du MuID et ~ 2.7 GeV pour qu'il atteigne le dernier plan de détection. Par ailleurs, la fraction de hadrons (principalement des pions) produits au niveau du point d'interaction et

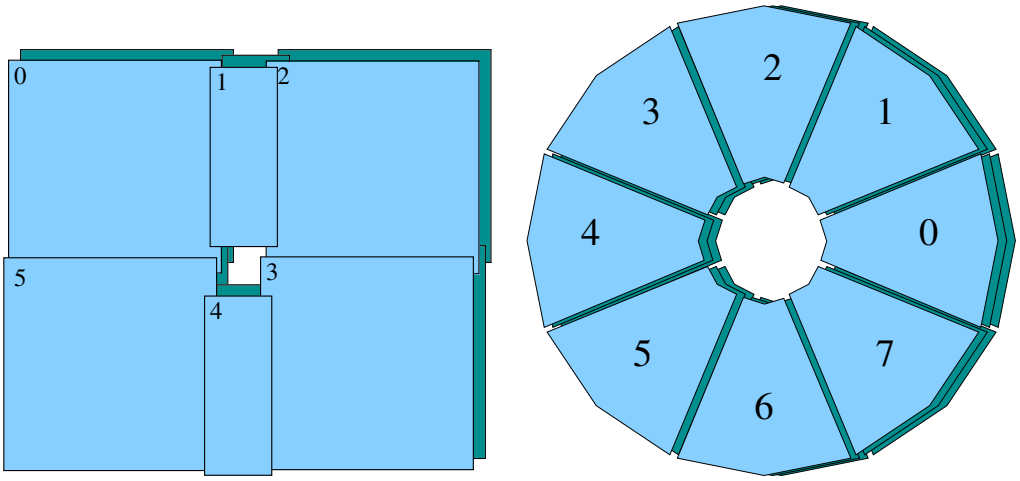

Figure 2.4: Vue schématique d'un plan de détection du MuID (figure de gauche) et du MuTr (figure de droite).

capable de traverser la totalité de ces absorbeurs est d'environ 2.5×10^{-4}.

Les plans de détection du MuID sont constitués de six panneaux placés autour de l'axe du faisceau (Figure 2.4, gauche) équipés de tubes Iarocci horizontaux et verticaux. Ce sont des tubes à dérive de section rectangulaire comportant 8 fils d'anodes enfermés dans un cathode graphitée. Les 8 fils sont lus simultanément par l'électronique d'acquisition, ce qui correspond à une segmentation d'environ 8cm dans chaque direction.

Au total, le MuID possède environ 13000 tubes, groupés deux à deux, de façon à constituer 6500 voies de lecture. Le mélange gazeux utilisé dans les tubes est constitué de CO_2 (75%) et de C_4H_10 (25%). La différence de potentiel appliquée entre les fils et les parois des tubes, nécessaire à l'amplification (par avalanche) du signal électronique créé dans le volume gazeux par le passage d'une particule, vaut environ 4500 V.

Le MuID est utilisé à la fois pour le système de déclenchement spécifique aux bras muons (permettant de déclencher le système d'acquisition pour des collisions au cours desquelles un ou plusieurs muons sont produits, dont l'énergie dépend de leur profondeur de pénétration dans le MuID) et pour la reconstruction des trajectoires, en conjonction avec le spectromètre à muons.

2.4.3 Les spectromètres à muons (MuTr)

Les deux spectromètres à muons de PHENIX ont une structure identique mais couvrent une acceptance légèrement différente. Chaque MuTr est constitué de trois stations de détections. Ces stations comportent trois, trois et deux chambres proportionnelles dont les cathodes sont segmentées en pistes sur lesquelles est effectuée la lecture du signal. Cela constitue donc un ensemble de 8 chambres et 16 plans de détections (plans de cathode), pour chaque bras. Chaque chambre est divisée en 8 octants, placés autour de l'axe du faisceau (Figure 2.4, droite).

La distance entre les pistes de lecture des cathodes de chaque chambre est de 10 mm. Le passage d'une particule correspond à un signal produit sur 2 ou 3 pistes adjacentes, selon la quantité

d'énergie déposée par cette particule dans le détecteur et son angle d'incidence. Cela permet d'obtenir une résolution spatiale (dans la direction perpendiculaire aux pistes) d'environ 250 μm.

L'orientation des pistes varie d'un plan de cathode à l'autre. Notamment, les pistes des deux cathodes d'une même chambre sont toujours orientées différemment, de façon à pouvoir calculer la position du passage d'une particule dans les deux directions perpendiculaires à l'axe du faisceau. On distingue les plans *non-stéréos*, dont les pistes sont orientées perpendiculairement aux fils d'anodes du détecteur (cette direction varie d'un octant à l'autre) et les plans *stéréos*, dont les pistes forment un angle avec la perpendiculaire aux fils d'anode valant $\pm 11.5^o$, $\pm 7.5^o$ ou $\pm 3.75^o$ selon la chambre.

Au total, le MuTr possède environ 45000 pistes de lecture (20000 pour le bras sud et 25000 pour le bras nord), dont la longueur peut atteindre 3 mètres. Le mélange gazeux utilisé dans les chambres est composé d'Argon (50%), de CO_2 (30%) et de CF_4 (20%). La différence de potentiel entre les fils d'anodes et les plans de cathode, nécessaire à l'amplification (par avalanche) du signal électronique créé dans le volume gazeux par le passage d'une particule, vaut environ 1900 V.

Dans les collisions Au+Au les plus centrales (0-10 %), le taux d'occupation (définit par la fraction des pistes de lecture qui lisent un signal du au passage d'une particule) peut atteindre 50% dans la première station du bras nord (ce qui correspond à une piste sur 2 touchée, pour chaque événement) et 20% toutes centralités confondues. Dans de telles conditions, la reconstruction de la trajectoires des particules traversant le MuTr est un exercice délicat. Le chapitre 3 décrit les différentes étapes de cette reconstruction, jusqu'à l'obtention d'une mesure de la section efficace (ou du flot elliptique) du J/ψ.

2.5 Systèmes de déclenchements

Le système de déclenchement est le dispositif utilisé pour ne lire, parmi toutes les données enregistrées par les détecteurs de PHENIX, que celles correspondant à des collisions *intéressantes*, c'est à dire au cours desquelles le processus physique que l'on cherche à mesurer (par exemple la présence d'une ou plusieurs particules d'un type et d'une énergie donnés dans l'état final de la collision) a une plus grande probabilité de s'être produit. Ce dispositif utilise un sous-ensemble des détecteurs de PHENIX dont les signaux peuvent être lus et analysés rapidement, de façon à pouvoir décider s'il faut également lire le reste des détecteurs ou non, ce avant la collision suivante.

On distingue deux catégories de systèmes de déclenchements, décrits dans les prochains paragraphes:

- le système de déclenchement dit de *biais minimum*, pouvant être utilisé pour la presque totalité des analyses réalisées dans PHENIX. C'est le système de déclenchement qui permet de détecter la plus grande partie de la section efficace inélastique totale de collision des noyaux ou nucléons;

- les systèmes de déclenchements spécifiques à une analyse donnée. Ils sont plus restrictifs et couvrent une fraction plus petite de la section efficace inélastique totale des collisions. Ils sont destinés à ne détecter que les collisions pour lesquelles une ou plusieurs particules *d'intérêt* sont présentes dans l'état final.

L'utilisation de l'un ou l'autre de ces systèmes de déclenchement dépend du taux de collisions de l'accélérateur (sa luminosité instantanée) et du temps nécessaire à l'enregistrement des données correspondant à une collision. Si ces deux quantités sont trop élevées, une fraction importante des collisions de biais minimum peut être perdue par exemple parce que le système d'acquisition est encore occupé à enregistrer les données de la collision précédente. Il est alors nécessaire de réduire artificiellement, par un facteur d'échelle, le taux de déclenchement, ce qui se traduit par une perte nette mais contrôlée de luminosité. On a alors recours aux systèmes de déclenchements spécifiques pour compenser cette perte, lorsque les évènements sont jugés intéressant pour tel ou tel processus physique.

2.5.1 Système de déclenchement de biais minimum

Sur PHENIX, le système de déclenchement de biais minimum requiert qu'au moins un coup soit enregistré dans chacun des deux détecteurs BBC (paragraphe 2.2.1). La présence de ce coup dans chacun des BBC permet de garantir la mesure de la position longitudinale z_{BBC} de la collision. Une coupure supplémentaire sur cette mesure, $|z_{\mathrm{BBC}}| < 30$ cm, est également appliquée de façon à rejeter les collisions se produisant en limite d'acceptance de la partie centrale du spectromètre et pour lesquelles l'efficacité de reconstruction est détériorée.

La fraction de la section efficace totale inélastique que ce système de déclenchement permet de détecter, $\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{\mathrm{inel}}$, dépend de la nature et de l'énergie des ions. A $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV, elle vaut:

- environ 55 % pour des collisions $p + p$ (cf [41] et Annexe A);
- environ 88 % pour des collisions $d + \mathrm{Au}$ (cf [42] et Annexe B);
- environ 93 % pour des collisions $\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}$ et $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$ (cf [43, 44], Annexes E et D).

2.5.2 Systèmes de déclenchement spécifiques à l'étude du J/ψ

Les systèmes de déclenchement spécifiques sont utilisés pour enregistrer de façon préférentielle les collisions susceptibles de contenir une particule J/ψ dans l'état final. Ils sont utilisés pour les collisions de types $p + p$ et $d + \mathrm{Au}$. Il n'est pas nécessaires de les utiliser pour les collisions $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$ dans la mesure où la luminosité instantanée est suffisamment faible pour pouvoir enregistrer, sans perte, la totalité des collisions avec le système de déclenchement de biais minimum.

Système de déclenchement ERT (EMCal + RICH)

Le système de déclenchement de type ERT permet de détecter les collisions pour lesquelles un ou plusieurs électrons de grande impulsion transverse sont produit dans l'acceptance des bras centraux. Il requiert une énergie minimale (supérieure à un seuil prédéfini) dans l'une au moins des cellules du calorimètre électromagnétique, ces dernières étant regroupées par bloc de 4 cellules (2x2) de façon à réduire le nombre de pistes de lectures, en coïncidence avec un signal dans le détecteur RICH. Il est utilisé pour la détection des J/ψ à rapidité nulle via leur décroissance en une paire e^+e^-.

Système de déclenchement MuID

Le système de déclenchement basé sur le MuID requiert la mesure d'au moins deux trajectoires dans les plans de détection du MuID, dont la direction passe approximativement par le point de collision et possédant un coup dans au moins 8 des 10 plans de collisions du MuID, dont un dans l'un des deux derniers plan. De telles trajectoires sont identifiées en tant que muons. Ce système de déclenchement est utilisé pour la détection de J/ψ produits vers l'avant ($1.2 < |y| < 2.2$) via leur décroissance en une paire $\mu^+\mu^-$.

Chapitre 3

Analyse

3.1 Reconstruction des trajectoires

Ce paragraphe décrit succinctement les étapes intervenant dans la reconstruction de la trajectoire des particules détectées dans les bras muons ainsi que la mesure de leur impulsion.

La reconstruction d'une trajectoire consiste à associer parmi les nombreux coups mesurés dans les détecteurs lesquels correspondent à une même particule et calculer à partir de cette collection de coups les paramètres caractérisant cette trajectoire: trois paramètres d'impulsion et deux paramètres de position, dans un plan d'abscisse z donnée perpendiculaire à l'axe des faisceaux.

Dans un premier temps seuls les coups du MuID sont utilisés. Les plans horizontaux et verticaux sont traités indépendamment. Pour chaque orientation, les projections des trajectoires sont recherchées en utilisant d'abord les coups des plans 2 et 3 du MuID (toutes les combinaisons de coups sont formées) et en extrapolant ces paires aux trois autres plans de détection. Un coup appartenant à l'un des autres plans est ajouté s'il est suffisamment proche du segment extrapolé. Parmi les segments ainsi obtenus ne sont ensuite conservés que ceux possédant un nombre suffisant de coups. Cette recherche est rapide dans la mesure où le champ magnétique au niveau du MuID est nul et les trajectoires des particules sont droites. Les projections horizontales et verticales obtenues de cette façon sont ensuite combinées deux à deux dans chacun des six panneaux constituant les plans de détection du MuID, pour former des trajectoires droites *complètes* dans le MuID.

Les trajectoires trouvées dans le MuID sont ensuite extrapolées jusqu'à la station 3 du MuTr et y sont ajoutés les coups situés en deçà d'une distance minimale. Le même exercice est ensuite répété avec la station 2 et la station 1. Une difficulté supplémentaire provient du fait que le champ magnétique au niveau du MuTr ne peut être négligé, ce qui rend les extrapolations d'une station à l'autre plus difficile que dans le cas du MuID dans la mesure où l'on doit avoir une première estimation de l'impulsion de la particule correspondante de façon à déterminer approximativement la courbure de sa trajectoire. Cette estimation est obtenue à l'aide d'un calcul rapide basé sur une paramétrisation simplifiée de la dépendance de la forme de la trajectoire au champ magnétique local. Cette paramétrisation est moins précise que l'ajustement complet réalisé à l'étape suivante (et décrite dans le prochain paragraphe), mais permet néanmoins d'associer correctement les coups correspondant à la même trajectoire dans la plupart des cas du moment où les distances minimales

autorisant l'association d'un coup à un segment de trajectoire sont suffisamment grandes.

Une fois établie la collection de coups dans les détecteurs susceptible de constituer une trajectoire, un filtre de Kalman[45] est utilisé pour déduire de la courbure de cette trajectoire (et des valeurs du champ magnétique le long de celle-ci) l'impulsion de la particule correspondante. Le fonctionnement du filtre de Kalman est itératif. Les positions de chaque coup appartenant à la trajectoire sont ajoutées une à une (en partant du plan de détection le plus éloigné du point d'interaction) et les paramètres de la trajectoire sont recalculés à chaque fois, compte tenu de l'information supplémentaire ajoutée par ce coup. Cette méthode permet notamment de prendre en compte correctement la perte d'énergie de la particule due à la quantité de matière qu'elle traverse et de calculer les paramètres de la trajectoire au niveau de chaque point de mesure. Au niveau d'un plan d'abscisse z (perpendiculaire à l'axe des faisceau) donné, cinq paramètres de trajectoire sont calculés: deux paramètres de position (x, y) et trois paramètres d'impulsion (p_x, p_y et p_z). Une fois obtenus les paramètres de la trajectoire dans le plan de détection le plus proche du point d'interaction, qui utilisent la totalité de l'information disponible, il est possible de recommencer la procédure dans l'autre direction (en s'éloignant du point d'interaction). Cette étape, appelée *lissage*, permet d'obtenir une mesure précise de la position et de l'impulsion de la particule au niveau de chacun des plans de détection.

Le jeu de paramètres obtenu dans le plan le plus proche du point d'interaction (dans une des cathodes de la station 1 du MuTr) est extrapolé jusqu'au point d'interaction en prenant en compte l'effet du champ magnétique ainsi que la perte d'énergie due à la présence de l'absorbeur frontal (paragraphe 2.4.1). C'est ce jeu extrapolé au point d'interaction qui est utilisé dans tout le reste de l'analyse, une fois appliqués les divers critères de sélection servant à rejeter le bruit de fond et les trajectoires fortuites, qui eux dépendent notamment des propriétés de la trajectoire dans l'ensemble du détecteur.

Il faut noter que le calcul de la perte d'énergie ainsi que de l'énergie totale d'une particule, connaissant son impulsion, nécessite de connaître *a priori* la nature de cette particule. Dans toutes les études concernant la production du J/ψ, toutes les particules reconstruites dans le MuTr sont supposées être des muons, de masse $M = 0.105$ GeV/c^2 et dont la charge (± 1) est déterminée par l'orientation de la courbure de la trajectoire correspondante.

3.2 Mesure du J/ψ

3.2.1 Distribution de masse invariante des paires de muons

Les trajectoires (position et impulsion) au niveau du point d'interaction sont combinées deux à deux pour former des paires de muons de signe opposé, $\mu^+\mu^-$. Pour chaque paire, la position de la collision le long de l'axe des faisceau mesurée par les BBC (paragraphe 2.2.1) est également prise en compte, au moyen d'un ajustement. Cela permet d'améliorer la précision avec laquelle sont connus les paramètres des trajectoires constituant la paire. Il est ensuite possible de calculer l'impulsion transverse, la rapidité et la masse invariante de chacune de ces paires. La figure 3.1 représente un exemple de distribution de masse invariante des paires de muons ainsi formées, obtenu pour des collisions $p + p$ à une énergie dans le référentiel du centre de masse $\sqrt{s} = 200$ GeV. Un pic est visible au voisinage de la masse $M = 3.1$ GeV/c^2 et correspond aux paires de muons provenant effectivement de la décroissance d'une particule J/ψ. Toutes les autres paires, ne correspondant

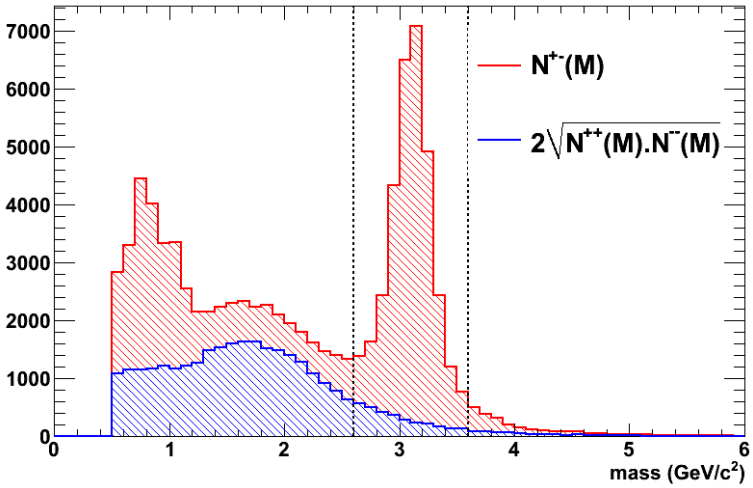

Figure 3.1: Distributions de masse invariante des paires de muons de signe opposé (rouge) et de même signe (bleu), mesuré dans les bras muons de PHENIX pour des collisions $p+p$ à $\sqrt{s} =$ 200 GeV (données 2006).

pas à la décroissance d'un J/ψ, constituent le bruit de fond. Ce bruit de fond à plusieurs origines:

- le bruit de fond combinatoire, constitué de paires de muons non corrélés l'un avec l'autre, c'est à dire ne provenant pas de la même interaction au niveau partonique. Ils est constitué principalement de muons provenant de la décroissance de pions et de kaons (en amont de l'absorbeur frontal) produits lors de la collision;

- le bruit de fond corrélé (ou bruit de fond *physique*), constitué de paires de muons provenant de la même interaction partonique. Au voisinage de la masse invariante du J/ψ, les principaux mécanismes susceptibles de produire des paires de muons corrélés sont: la production de charme ouvert, pour laquelle une paire de mésons charmés D est produite dans l'état final, décroissant chacun de façon semi-leptonique et donnant lieu à la formation d'un muon; la production de beauté ouverte (mécanisme similaire mais donnant lieu à la formation de mésons B dans l'état final) et le mécanisme de Drell-Yan, correspondant à l'annihilation d'une paire $q\overline{q}$, production d'un photon virtuel et décroissance de ce photon en paire de muons (figure 1.10).

Pour les petites valeurs de masses invariante ($M < 1$ GeV/c^2), un autre pic est également visible sur la figure 3.1 qui correspond à la décroissance de résonances légères ρ ($M = 770$ MeV/c^2), ω ($M = 782$ MeV/c^2) et ϕ ($M = 1.02$ MeV/c^2) [10]. Les muons provenants de la décroissance de ces particules sont détectées en limite d'acceptance des spectromètres muons, en raison de leur petite impulsion et de l'angle important que forme (en moyenne) leur trajectoire avec l'axe des faisceaux. Le signal de telles résonances ne constitue pas à proprement parler un bruit de fond au signal du J/ψ dans la mesure où il n'y a pas de recouvrement en masse des signaux correspondants.

Le rapport entre le nombre de paires constituant le signal du J/ψ et le bruit de fond (combinatoire et physique) dans un intervalle en masse invariante centré sur la masse du J/ψ dépend de la nature

des collisions étudiées ($p+p$, $d+\mathrm{A}$ ou $\mathrm{A}+\mathrm{A}$) ainsi que de l'intervalle en rapidité et en impulsion transverse considéré.

La contribution du bruit de fond combinatoire peut être évaluée de plusieurs façons (paragraphe 3.2.2), notamment en utilisant les paires de muons de même signe, dont le spectre de masse invariante est également représenté sur la figure 3.1. Il est ensuite soustrait de façon statistique au spectre total.

Le bruit de fond corrélé doit être calculé ou ajusté de façon empirique simultanément au pic du J/ψ, de façon à pouvoir évaluer le nombre de J/ψ détectés dans chaque intervalle de rapidité et d'impulsion transverse considéré.

3.2.2 Soustraction du bruit de fond combinatoire

Trois méthodes ont été employées pour soustraire bruit de fond combinatoire (constitué de paires de muons non corrélés):

- en utilisant des paires de muons de même signe (*like-sign pairs*);
- en utilisant des muons provenant d'évènements différents (*event mixing*);
- en utilisant simultanément les deux méthodes précédentes.

Utilisation des paires de muons de même signe

L'utilisation des paires de muons de même signe ($\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$) pour estimer le bruit de fond combinatoire repose sur l'hypothèse que les nombres de muons positifs et négatifs produits dans un domaine en impulsion transverse et en rapidité donné sont proches et que par conséquent les distributions de masse invariante correspondant aux combinaisons aléatoires de muons non corrélés sont approximativement identiques et indépendantes du signe des muons considérés. Cela suppose notamment qu'il n'y a pas de paires corrélées de muons de même signe. Le nombre de paires corrélées de muons de signe opposé N_S, dans un intervalle de masse, impulsion transverse et rapidité donné, peut alors s'écrire:

$$N_S = N_{+-} - 2\sqrt{N_{++}N_{--}} \tag{3.1}$$

où les indices $+-$, $++$ et $--$ correspondent au signe des paires considérées. L'utilisation de la moyenne géométrique (par opposition à la moyenne arithmétique) des paires $++$ et $--$ permet de diminuer la sensibilité de cette méthode aux (petites) différences entre le nombre de μ^+ et de μ^-. Il est également possible d'ajouter un facteur correctif R, proche de l'unité, devant le second terme, de façon à compenser les effets résiduels d'une telle différence. Ce facteur R est en général évalué par un ajustement aux données.

L'erreur statistique sur N_S s'écrit:

$$\sigma_S = \sqrt{N_{+-} + N_{++} + N_{--}} \tag{3.2}$$

Utilisation des paires de muons provenant d'évènements différents

La méthode dite du mélange d'évènements consiste à former la distribution de masse invariante de paires de muons provenant d'évènements différents. De tels muons sont naturellement décorrélés et la forme de cette distribution doit donc être identique à celle du bruit de fond combinatoire de paires de muons provenant du même évènement. Le nombre de paires corrélées de muons de signe opposé N_S, dans un intervalle de masse, impulsion transverse et rapidité donné, s'écrit alors:

$$N_S = N_{+-}^{\mathrm{FG}} - \alpha N_{+-}^{\mathrm{BG}} \tag{3.3}$$

où l'indice FG correspond à des paires de muons provenant du même évènement et l'indice BG à des paires de muons provenant d'évènements différents. Le paramètre α est un facteur de normalisation provenant du fait qu'un nombre arbitrairement grand de paires de type BG peut être formé. Ce facteur est généralement choisi très petit devant l'unité et peut être évalué en utilisant les paires de muons de même signe pour le même échantillon d'évènements:

$$\alpha = \frac{\sqrt{N_{++}^{\mathrm{FG}} N_{--}^{\mathrm{FG}}}}{\sqrt{N_{++}^{\mathrm{BG}} N_{--}^{\mathrm{BG}}}} \tag{3.4}$$

Dans la mesure où la forme des distributions de masse invariante des paires de même signe est la même pour les paires de type FG et BG, l'intervalle en masse, impulsion transverse et rapidité utilisé pour calculer α est arbitraire. Cet intervalle peut alors être choisi suffisamment grand pour que l'erreur statistique sur α puisse être négligeable devant celle des autres termes de l'équation 3.3. L'erreur statistique sur N_S s'écrit alors:

$$\sigma_S = \sqrt{N_{+-}^{\mathrm{FG}} + \alpha^2 N_{+-}^{\mathrm{BG}}} \tag{3.5}$$

Comme d'une part $\alpha \ll 1$ et d'autre part $\alpha N_{+-}^{\mathrm{BG}}$ et N_{+-}^{FG} sont du même ordre (le second étant plus petit que le premier), le second terme de cette erreur est généralement beaucoup plus petit que le premier et peut être négligé. Il en résulte que l'erreur statistique obtenue par la méthode du mélange d'évènements est en général inférieure à celle obtenue en utilisant les paires de même signe (paragraphe 3.2.2).

Utilisation simultanée des paires de muons de même signe et des paires provenant d'évènements différents

Une troisième méthode, qui combine les estimations provenant des deux méthodes précédentes a été utilisée pour la mesure de l'asymétrie azimutale de production du J/ψ dans des collisions $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$ semi-centrales à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV (paragraphe 4.3.4). Pour cette méthode, le nombre de paires corrélées de muons de signe opposé N_S, dans un intervalle de masse, impulsion transverse et rapidité donné, vaut:

$$N_S = N_{+-}^{\mathrm{FG}} - N_{+-}^{\mathrm{BG}} \frac{\sqrt{N_{++}^{\mathrm{FG}} N_{--}^{\mathrm{FG}}}}{\sqrt{N_{++}^{\mathrm{BG}} N_{--}^{\mathrm{BG}}}} \tag{3.6}$$

Cette équation est similaire à l'équation 3.3, une fois substituée l'expression de α, à la différence prêt que le rapport intervenant dans le second terme est calculé pour chaque intervalle de masse de façon indépendante, alors qu'il était calculé sur un unique intervalle en masse, plus large, dans la méthode du mélange d'évènements. Cette troisième méthode permet de s'affranchir de différences entre la distribution de masse invariante du signal et la distribution de masse invariante du bruit de fond observées lorsque l'une ou l'autre des deux méthodes précédentes était utilisée. Au premier ordre, l'incertitude statistique sur la valeur de N_S obtenue de cette façon est similaire à celle obtenue par soustraction des paires de même signe (équation 3.2).

3.2.3 Ajustement du signal et du bruit de fond corrélé

Une fois soustrait le bruit de fond combinatoire au moyen de l'une ou l'autre des méthodes décrites dans le paragraphe précédent, il reste à évaluer le nombre de J/ψ mesurés dans l'intervalle de rapidité, impulsion transverse et centralité considéré. Ceci est réalisé au moyen d'un ajustement à la distribution de masse invariante des paires de muons comportant les composantes suivantes:

- le bruit de fond corrélé, représenté (pour un intervalle de masse invariante suffisamment étroit et centré sur la masse du J/ψ) par une fonction exponentielle;
- le signal du J/ψ.

Plusieurs fonctions ont été utilisées pour ajuster le signal du J/ψ, correspondant à des hypothèses différentes:

- une fonction Gaussienne centrée sur la masse du J/ψ ($M = 3.1$ GeV/c^2) et de largeur variable. Deux paramètres sont laissés libres au cours de l'ajustement: la largeur et l'amplitude du signal.
- deux fonctions Gaussienne centrées sur la masse du J/ψ et dont les largeurs et les proportions ont été ajustées une fois pour toute sur le signal total (toutes valeurs de p_{T} et y) du J/ψ mesuré dans des collisions $p + p$. Seule l'amplitude du signal est utilisée comme paramètre libre au cours de l'ajustement.

Enfin une troisième méthode d'évaluation du signal consiste à simplement compter le nombre d'entrées dans le spectre de masse invariante, dans une fenêtre en masse donnée centrée sur la masse du J/ψ, en excès du bruit de fond corrélé ajusté en dehors de cette fenêtre à l'aide d'une fonction exponentielle.

Le choix de ces trois techniques d'évaluation du nombre de J/ψ correspond à des hypothèses différentes concernant notre connaissance de la forme de son signal:

- la première hypothèse suppose que la forme du signal est simple (une fonction Gaussienne), mais peut varier d'un intervalle à l'autre (en rapidité, impulsion transverse et centralité). Elle présente le désavantage que pour certains intervalles (notamment pour les collisions Au + Au les plus centrales), le rapport signal sur bruit est très faible et il n'est pas possible d'ajuster correctement le signal.

- La seconde méthode utilise une forme de signal plus complexe: une fonction Gaussienne dite *principale* et une seconde, d'amplitude moindre et de largeur plus grande, utilisée pour représenter de possibles queues de distribution correspondant aux J/ψ dont les muons sont détectés avec une résolution en impulsion dégradée, par exemple parce qu'ils sont situés en limite d'acceptance du spectromètre. Du fait du nombre accru de paramètres d'une telle fonction, son ajustement au signal ne converge pas pour de nombreux intervalles. Il est alors nécessaire de supposer cette forme indépendante de l'intervalle considéré et d'en fixer tous les paramètres (excepté l'amplitude), une fois établis par ajustement pour un jeu de données et un intervalle particulier.

- Enfin la troisième méthode ne fait aucune hypothèse sur la forme du signal du J/ψ mais suppose que tous les J/ψ détectés sont compris dans une fenêtre en masse donnée et que le bruit de fond corrélé est parfaitement connu dans cet intervalle.

La figure 3.2 (3.3) représente les distributions de masse invariante des paires de muons de signe opposé (après soustraction du bruit de fond combinatoire) et l'ajustement au signal du J/ψ pour le bras sud (nord) et 4 intervalles en centralité, dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV. Les lignes pointillées bleues représentent l'incertitude sur la normalisation du bruit de fond combinatoire soustrait (estimée à 2%); la ligne pleine bleue correspond à l'ajustement du signal utilisant une fonction exponentielle et une fonction Gaussienne; la ligne noire correspond à l'ajustement du signal utilisant une fonction constituée de deux fonctions Gaussiennes, préalablement ajustée sur des données $p + p$ et la ligne rouge est une fonction exponentielle seule, représentant le bruit de fond *résiduel* utilisée pour la troisième méthode de calcul du signal. Enfin, les lignes pointillée rouge correspondent à l'intervalle utilisé pour compter le nombre de J/ψ en excès du bruit de fond résiduel.

Les collisions les plus centrales correspondent au panneau en haut à gauche; les plus périphériques au panneau en bas à droite. Le rapport entre le nombre de coups correspondant au J/ψ et le nombre de coups correspondant au bruit de fond résiduel diminue fortement lorsque les collisions sont plus centrales. Pour un intervalle de centralité donné, ce rapport est plus faible dans le bras nord que dans le bras sud. Pour les collisions les plus centrales, le signal correspondant au J/ψ dans le bras nord peut à peine être discerné du bruit de fond et les ajustements sont inutilisables.

Pour les petites valeurs de M, la masse invariante des paires de muons, on constate des distorsions du signal soustrait de part et d'autre de zéro. Ces distorsions sont dues à des différences de forme entre la distribution mesurée et la distribution utilisée pour soustraire le bruit de fond, provenant, ici, de la méthode de mélange d'évènements (paragraphe 3.2.2). Ces distorsions sont d'autant plus grandes que le bruit de fond combinatoire à soustraire est important, comme c'est le cas pour les collisions les plus centrales et en particulier dans le bras nord. Des distorsions similaires sont obtenues lorsque les paires de même signe sont utilisées pour estimer le bruit de fond combinatoire. Par ailleurs elles sont du même ordre que l'incertitude sur la normalisation du bruit de fond (représentées par les lignes pointillé bleues des figures 3.2 et 3.3) et donc correctement prises en compte dans le calcul de l'incertitude sur le nombre de J/ψ mesurés.

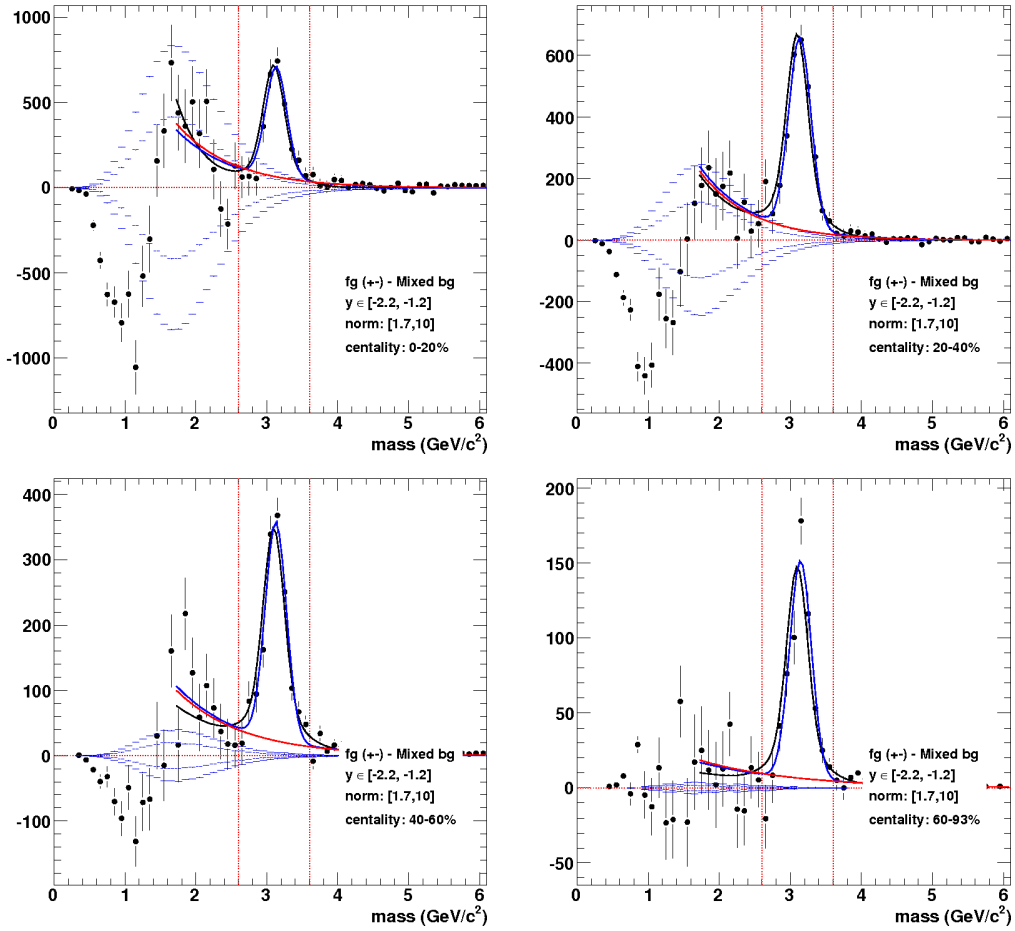

Figure 3.2: Distribution de masse invariante des paires de muons de signe opposé (après soustraction du bruit de fond combinatoire) et ajustement du signal du J/ψ pour le bras sud ($-2.2 < y < -1.2$) et 4 intervalles en centralité, dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV. Les différentes courbes représentées sur chaque figure sont décrites dans le texte.

3.3 Corrections d'acceptance et d'efficacité

Les corrections d'acceptance et d'efficacité ($A\varepsilon$) sont utilisées pour convertir le nombre de J/ψ mesurés dans le détecteur en le nombre de J/ψ effectivement produits lors des collisions, pour un intervalle en rapidité et en impulsion transverse donné. Ces corrections ont plusieurs origines:

- l'acceptance géométrique du détecteur, prenant en compte le fait que les muons produits par désintégration du J/ψ ne traversent pas toujours tous les différents plans de détection du MuTr et du MuID et ne sont donc parfois pas mesurés;

- l'efficacité des détecteurs: même lorsqu'un muon traverse une zone active du détecteur, il n'est pas toujours détecté, du fait par exemple de défaillances de l'électronique d'acquisition, des alimentations en haute tension, de la présence de canaux bruyants etc.

- l'efficacité de reconstruction des trajectoire;

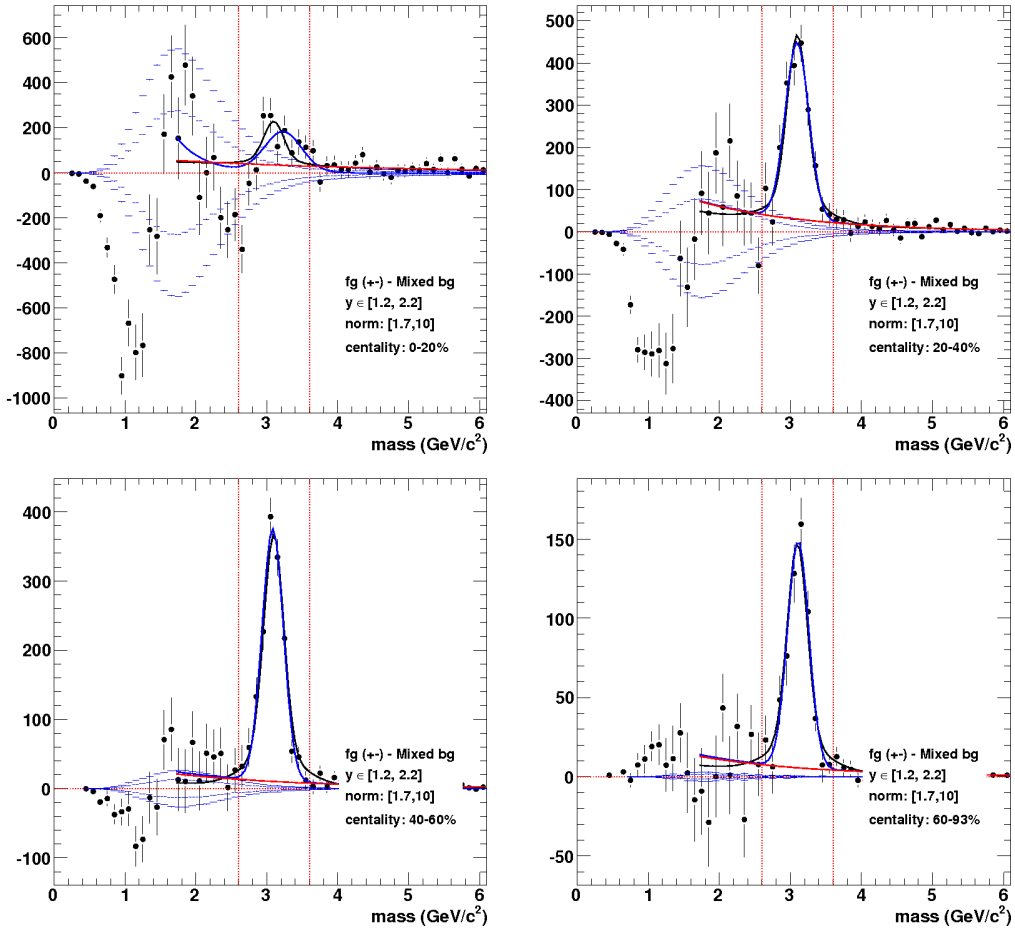

Figure 3.3: Distribution de masse invariante des paires de muons de signe opposé (après soustraction du bruit de fond combinatoire) et ajustement du signal du J/ψ pour le bras nord ($1.2 < y < 2.2$) et 4 intervalles en centralité, dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV. Les différentes courbes représentées sur chaque figure sont décrites dans le texte.

- l'efficacité des citères de sélection (coupures) appliqués aux trajectoires de muons et paires de muons de façon à améliorer la qualité des paires reconstruites et le rapport signal sur bruit (paragraphe 3.2.1).

Ces corrections sont estimées au moyen de simulations. Un échantillon de paires de muons provenant de la décroissance de J/ψ émis vers l'avant (dans le domaine en rapidité couvert par les bras muons de PHENIX) est simulé au moyen de PYTHIA [46]. Ces muons sont propagés dans les détecteurs de PHENIX via GEANT [47]. Les différentes zones mortes et défaillances du détecteur sont ajoutées aux simulations à partir des informations recueillies pendant la prise de données et le même algorithme de reconstruction et d'analyse est appliqué à la collection de coups dans les détecteurs résultant de ce traitement que celui appliqué aux données réelles. Le nombre de J/ψ reconstruits au terme de cette analyse est ensuite comparé au nombre de J/ψ simulés et la correction d'acceptance et d'efficacité est obtenue en formant le rapport entre ces deux quantités. La validité de cette procédure repose sur une connaissance précise des performances du détecteur lors de la prise de données et la capacité de la chaîne de simulation à reproduire

ces performances. Elle repose également sur le fait que les caractéristiques cinématiques des J/ψ simulés par PYTHIA sont proches de celles de J/ψ réels (en terme, notamment, de distribution en impulsion transverse et en rapidité).

3.3.1 Variations d'acceptance et d'efficacité en fonction de la rapidité du J/ψ

La figure 3.4 représente les corrections d'acceptance et d'efficacité de reconstruction du J/ψ pour les deux bras muons de PHENIX en fonction de la rapidité de ce J/ψ. Le bras sud correspond aux valeurs négatives de la rapidité; le bras nord aux valeurs positives. Les corrections possèdent un maximum au voisinage de $y = \pm 1.8$, puis diminuent de part et d'autre du fait de l'acceptance géométrique du détecteur. La coupure n'est pas franche parce que pour une valeur donnée de la rapidité du J/ψ correspondent un ensemble plus étendu de rapidités pour les muons issus de sa décroissance, sur la reconstruction desquels la géométrie du détecteur influe directement. La valeur moyenne des corrections d'acceptance et d'efficacité sur l'ensemble du domaine en rapidité couvert par les deux bras muons est de l'ordre de 6%.

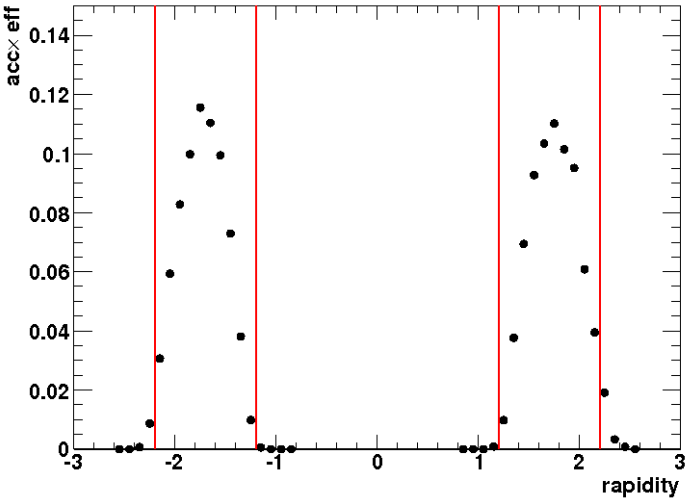

Figure 3.4: Corrections d'acceptance et d'efficacité dans les bras muons en fonction de la rapidité du J/ψ pour des collisions $p + p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Les lignes verticales correspondent au domaine en rapidité utilisé pour toutes les analyses J/ψ présentées dans ce document.

3.3.2 Variation d'acceptance et d'efficacité en fonction de l'impulsion transverse du J/ψ

La figure 3.5 représente les corrections d'acceptance et d'efficacité de reconstruction du J/ψ dans les bras muons de PHENIX en fonction de l'impulsion transverse de ce J/ψ. Les corrections obtenues augmentent avec l'impulsion transverse du J/ψ parce qu'à rapidité donnée, les muons provenant dans sa décroissance forment en moyennent un angle plus petit par rapport à la direction du J/ψ et restent *plus souvent* dans l'acceptance des bras muons.

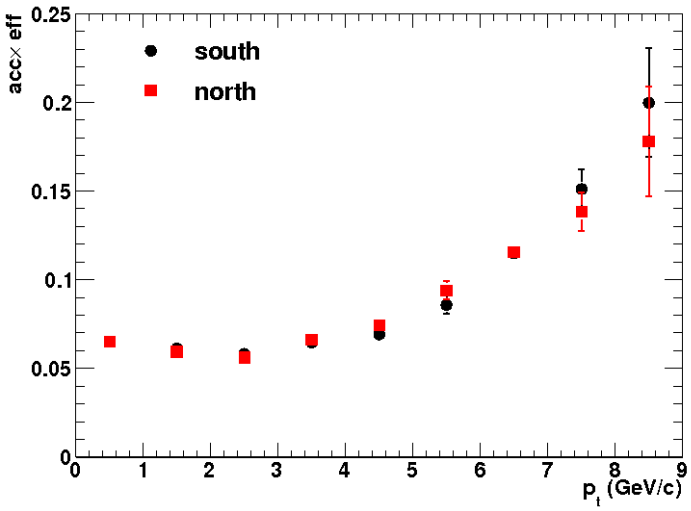

Figure 3.5: Corrections d'acceptance et d'efficacité dans les bras muons en fonction de l'impulsion transverse p_{T} du J/ψ pour des collisions $p+p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV.

3.3.3 Variations d'acceptance et d'efficacité en fonction de la centralité des collisions

Dans des collisions d'ions lourds ($d+\mathrm{A}$ et $\mathrm{A}+\mathrm{A}$), l'efficacité de reconstruction peut être affectée par la présence d'un grand nombre de coups dans les détecteurs en plus de ceux dus aux muons provenant de la décroissance du J/ψ. Cet effet est estimé en mélangeant les coups provenant de la simulations de J/ψ décrite dans le paragraphe précédent aux coups provenant d'un événement *réel* $d+\mathrm{A}$ ou $\mathrm{A}+\mathrm{A}$. Le bruit de fond ainsi ajouté dépend naturellement de la centralité de la collision considérée (mais pas de l'impulsion ou la rapidité du J/ψ). Les corrections d'acceptance et d'efficacité doivent alors également être évaluées en fonction de l'intervalle en centralité de l'analyse.

La figure 3.6 représente les corrections d'acceptance et d'efficacité pour les deux bras muons de PHENIX, en fonction de la centralité de la collision, pour des collisions $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} =$ 200 GeV. Les collisions périphériques correspondent aux valeurs de centralité proches de 100%; les collisions centrales aux valeurs proches de 0.

Pour les collisions périphériques, l'efficacité de reconstruction des trajectoires des particules est proches de l'unité et la valeur de la correction observée (~ 0.07) est dominée par l'acceptance du détecteur. Les corrections d'acceptance et d'efficacité diminuent fortement pour les collisions plus centrales. Cette diminution est due à une perte d'efficacité de l'algorithme de reconstruction des trajectoires des particules lorsque le nombre de particules par événement augmente. La perte est plus grande pour le bras nord parce que la multiplicité de particules (et le nombre de coups dans les détecteurs) est plus grande dans le bras nord que dans le bras sud, pour un intervalle de centralité donné, en raison de la différence d'acceptance entre les deux bras: le bras nord permet de reconstruire des particules dont la rapidité est plus grande, en valeur absolue, et dont la direction est plus proche de l'axe des faisceaux. Cette différence de multiplicité entre les deux

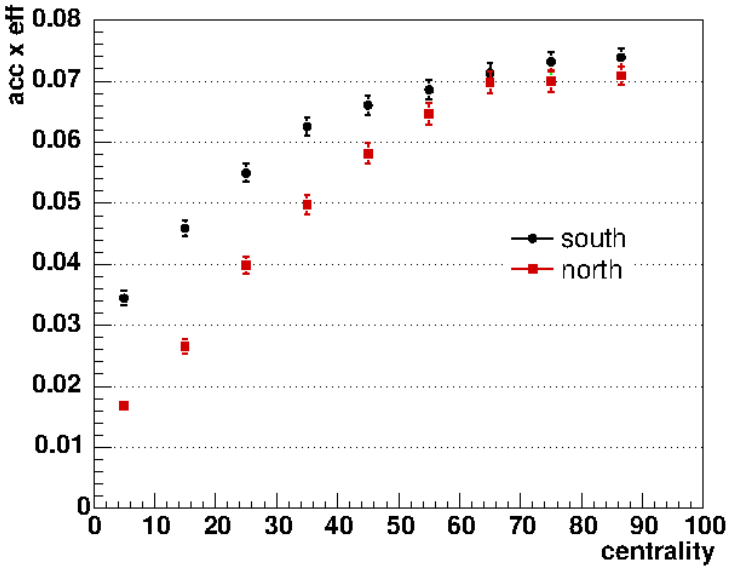

Figure 3.6: Corrections d'acceptance et d'efficacité dans les bras muons en fonction de la centralité des collisions, pour des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV.

bras est d'autant plus importante que les collisions considérées sont centrales (figures 3.7). La figure 3.8 permet de vérifier que pour une valeur donnée de multiplicité dans les détecteurs, les corrections d'acceptance et d'efficacités sont identiques pour les deux bras.

3.4 Mesure de sections efficaces

3.4.1 Collisions proton-proton

Taux de production

Le taux de production du J/ψ dans un intervalle en impulsion transverse et en rapidité donné correspond au nombre de J/ψ produits par collision inélastique $p + p$. Il s'écrit:

$$\frac{B_{ll}}{2\pi p_{\mathrm{T}}} \frac{d^2 N_{\mathrm{J}/\psi}}{dp_{\mathrm{T}} dy} = \frac{1}{2\pi p_{\mathrm{T}} \Delta p_{\mathrm{T}} \Delta y} \frac{N_{\mathrm{J}/\psi}}{N_{\mathrm{BBC}} A\varepsilon} \frac{\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{\mathrm{inel}}}{\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{\mathrm{J}/\psi}} \tag{3.7}$$

où B_{ll} est le rapport d'embranchement de la décroissance du J/ψ en deux leptons; p_{T} est l'impulsion transverse moyenne des J/ψ sur l'intervalle en impulsion transverse Δp_{T} et en rapidité Δy pour lequel la mesure est effectuée; $N_{\mathrm{J}/\psi}$ est le nombre de J/ψ mesuré dans cet intervalle; $A\varepsilon$ est la correction d'acceptance et d'efficacité correspondante (paragraphe 3.3), elle inclut également l'efficacité d'un éventuel système de déclenchement spécifique aux mesures du J/ψ (paragraphe 2.5.2), utilisé en coïncidence avec le système de déclenchement de biais minimum; N_{BBC} est le nombre d'évènements de biais minimum enregistrés pour la prise de données; $\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{\mathrm{inel}}$ est l'efficacité du système de déclenchement de biais minimum (paragraphe 2.5.1) à détecter les

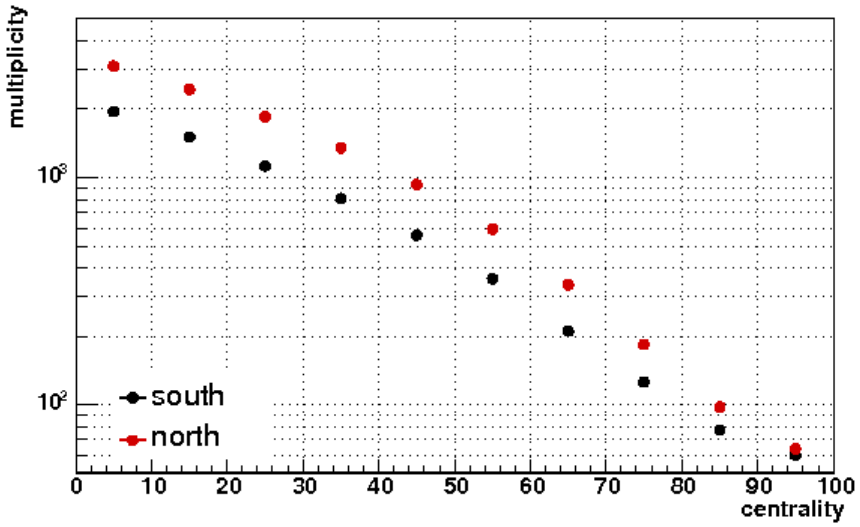

Figure 3.7: Multiplicité (nombre de coups dans les détecteurs par évènements) pour chacun des bras muons en fonction de la centralité des collisions, pour des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} =$ 200 GeV (données 2004).

collisions inélastiques $p + p$ et $\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{\mathrm{J}/\psi}$ est l'efficacité du système de déclenchement de biais minimum à détecter les collisions inélastiques contenant un J/ψ dans l'état final.

Section efficace

La section efficace différentielle de production du J/ψ dans un intervalle en impulsion transverse et en rapidité donné est obtenue en multipliant le taux de production (équation 3.7) par la section efficace inélastique totale des collisions $p + p$, $\sigma_{p+p}^{\mathrm{inel}}$:

$$\frac{B_{ll}}{2\pi p_{\mathrm{T}}} \frac{d^2\sigma_{\mathrm{J}/\psi}}{dp_{\mathrm{T}}dy} = \frac{B_{ll}}{2\pi p_{\mathrm{T}}} \frac{d^2N_{\mathrm{J}/\psi}}{dp_{\mathrm{T}}dy} \sigma_{p+p}^{\mathrm{inel}} \tag{3.8}$$

Le produit $\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{\mathrm{inel}}.\sigma_{p+p}^{\mathrm{inel}}$ apparaissant lorsque sont combinées les équations 3.7 et 3.8 peut être mesuré expérimentalement au moyen d'un scan dit de *Van der Meer* [48] et vaut 23 ± 2.2 mb à l'énergie $\sqrt{s} = 200$ GeV (Annexe A).

3.4.2 Collisions d'ions lourds

Taux de production et section efficace

Les formules de taux de production et de section efficace dans des collisions d'ions lourds sont identiques à celles obtenues pour des collisions proton-proton. Cependant, la plupart des analyses sont effectués dans des intervalles en centralité donnés, ne couvrant qu'une fraction de la section efficace inélastique totale des collisions. Il faut alors ajouter la largeur de cet intervalle

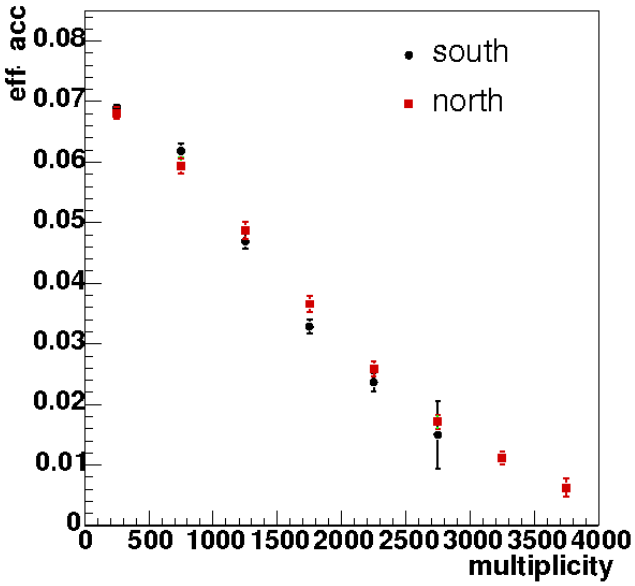

Figure 3.8: Corrections d'acceptance et d'efficacité dans les bras muons en fonction de la multiplicité des collisions, pour des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV.

en centralité au dénominateur de l'équation 3.7 et estimer toutes les corrections ($\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{\mathrm{inel}}$, $\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{\mathrm{J}/\psi}$ et $A\varepsilon$) pour l'intervalle en question.

Mesure de centralité

La centralité d'une collision d'ions lourds est une quantité expérimentale reliée à la distance entre les centres des deux noyaux, appelée paramètre d'impact, b. Les collisions dites centrales correspondent aux petites valeurs de b. De telles collisions sont celles pour lesquelles la température et la densité d'énergie atteinte lors de la collision sont les plus élevées. Les collisions périphériques au contraire correspondent aux grandes valeurs de b et devraient présenter des propriétés similaires à celles des collisions $p + p$.

Expérimentalement, la centralité d'une collision est déterminée à l'aide de la charge totale mesurée dans les détecteurs BBC (paragraphe 2.2.1). La distribution de la charge recueillie par les BBC pour toutes les collisions Au + Au enregistrées avec le système de déclenchement de biais minimum est présentée sur la figure 3.9. Les 10% des collisions les plus centrales correspondent aux 10% des évènements pour lesquels la charge est la plus grande, tandis que les 10% des collisions les plus périphériques correspondent aux 10% des évènements pour lesquels la charge est la plus petite, une fois cette distribution corrigée de l'efficacité du système de déclenchement (c'est à dire de la fraction des collisions périphériques qui ne sont pas détectées par le système de déclenchement).

Pour chaque intervalle en centralité défini à partir de la distribution des charges mesurées par les BBC (ou de tout autre grandeur expérimentale), il est nécessaire de calculer un ensemble de quantités *physiques*, en général non mesurables directement, mais permettant par exemple de comparer les résultats à des calculs théoriques, ou entre expériences différentes. Parmi les

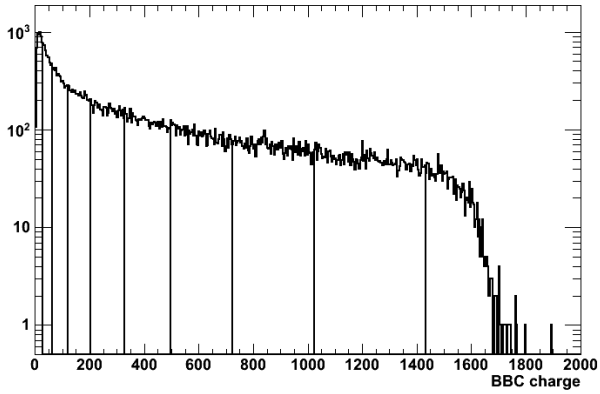

Figure 3.9: Distribution de la charge totale collectée par les détecteurs BBC pour chaque collision $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV. Les lignes verticales délimitent des intervalles en centralité de largeur 10% et correspondant à des fractions égales du nombre total de collisions inélastiques.

quantités utilisées le plus communément on peut noter:

- b, le paramètre d'impact;
- N_{part}, le nombre de nucléons participant à la collision (typiquement le nombre de nucléons présents dans la zone de recouvrement entre les deux noyaux)
- N_{coll}, le nombre de collisions nucléon-nucléon correspondant à la collision d'ions lourds.

La distribution et la valeur moyenne des quantités ci-dessus qui correspondent aux intervalles de centralités déterminés expérimentalement à l'aide de la distribution des charges recueillies par les BBC est réalisée au moyen d'un modèle géométrique simple (modèle de Glauber [49]) des noyaux entrant en collision et permettant pour un paramètre d'impact b donné d'obtenir les valeurs de N_{part} et N_{coll}, couplé à un modèle des détecteurs BBC permettant d'estimer la charge recueillie pour une collision nucléon-nucléon donnée, tout en prenant en compte l'efficacité de ces détecteurs. La figure 3.10 représente la distribution des valeurs de N_{part}, N_{coll} et b obtenus à partir de ce modèle, pour chacun des intervalles en centralité définis sur la figure 3.9. On constate que les distributions en question se recouvrent entre intervalles de centralités adjacents. Ces recouvrements sont dus au fait qu'il n'y a pas une correspondance exacte entre la grandeur expérimentale mesurée pour déterminer la centralité des collisions et les quantités physiques sous-jacentes. Le choix de la quantité expérimentale utilisée pour mesurer la centralité est effectué de façon à minimiser ces recouvrements.

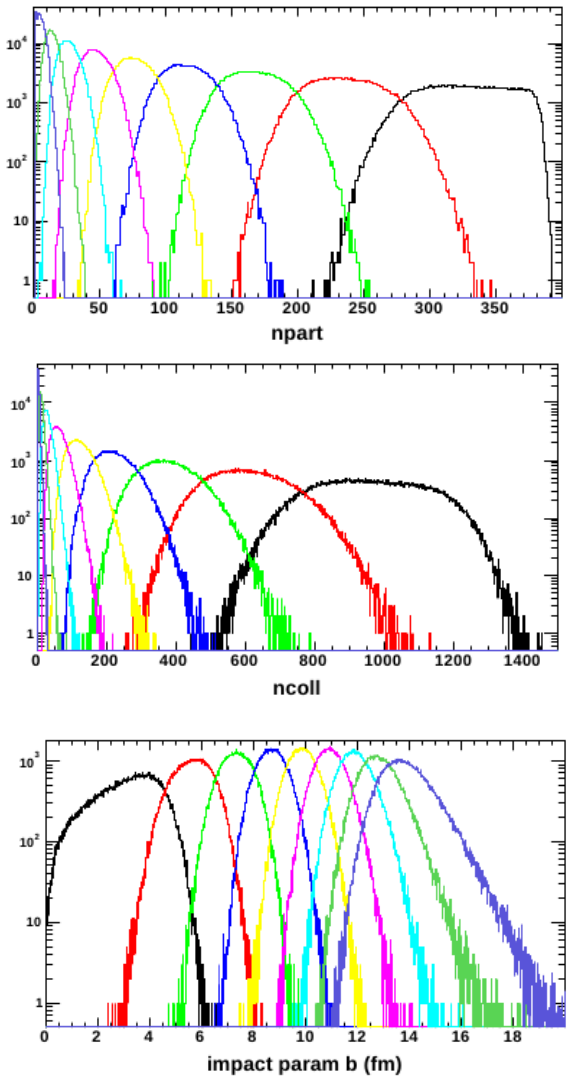

Figure 3.10: Distribution des valeurs du nombre de nucléons participant N_{part} (haut), du nombre de collisions nucléon-nucléon N_{coll} (centre) et du paramètre d'impact b (bas) pour chacun des intervalles en centralité définis à l'aide de la distribution de la charge totale recueillie par les détecteurs BBC dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV. Les collisions les plus centrales correspondent aux grandes valeurs de N_{part}, aux grandes valeurs de N_{coll} et aux petites valeurs de b.

3.5 Mesure du facteur de modification nucléaire

Le facteur de modification nucléaire est le rapport entre le taux de production de J/ψ dans des collisions A + B (d + A, ou A + A) pour un intervalle de centralité donné et le taux de production (dans le même intervalle en impulsion transverse et rapidité) dans des collisions $p + p$. Ce rapport est normalisé par le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon équivalent à une collision d'ion lourds pour l'intervalle en centralité considéré, N_{coll}:

$$R_{\mathrm{AB}} = \frac{d^2 N_{\mathrm{J}/\psi}^{\mathrm{A+B}} / dp_{\mathrm{T}} dy}{N_{\mathrm{coll}} d^2 N_{\mathrm{J}/\psi}^{p+p} / dp_{\mathrm{T}} dy} \tag{3.9}$$

La mesure du facteur de modification nucléaire nécessite l'utilisation de données mesurées à une énergie identique, pour des collisions $p + p$. Lorsque de telles données ne sont pas disponibles, il est possible de définir un autre facteur de modification, R_{CP}, obtenu en prenant le rapport entre le taux de production obtenu pour des collisions centrales et celui correspondant à des collisions périphériques, normalisés par les nombres de collisions nucléon-nucléon appropriés:

$$R_{\mathrm{CP}} = \frac{d^2 N_{\mathrm{J}/\psi}^{\mathrm{A+B}} / dp_{\mathrm{T}} dy(\mathrm{central})}{d^2 N_{\mathrm{J}/\psi}^{\mathrm{A+B}} / dp_{\mathrm{T}} dy(\mathrm{periph})} \cdot \frac{N_{\mathrm{coll}}^{\mathrm{periph}}}{N_{\mathrm{coll}}^{\mathrm{central}}} \tag{3.10}$$

Le second avantage à utiliser R_{CP} plutôt que R_{AA} provient du fait que de nombreuses incertitudes systématiques sont entièrement corrélées entre le numérateur et le dénominateur de son expression et s'annulent lorsqu'on en forme le rapport. Par contre, cette observable est en général plus difficile à interpréter que R_{AA} dans la mesure où la production du J/ψ dans des collisions A + A, même périphériques, peut différer de celle dans des collisions $p + p$ et est en général moins bien comprise.

3.6 Mesure du flot elliptique

La distribution azimutale des J/ψ produits dans des collisions d'ions lourds peut être décomposée en une série de Fourier fonction de l'angle d'émission des J/ψ mesuré par rapport à l'angle du plan de réaction des collisions:

$$\frac{dN_{\mathrm{J}/\psi}}{d\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}) = v_0 \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2 v_n(p_{\mathrm{T}}) cos(n\Delta\phi) \right\} \tag{3.11}$$

où $\Delta\phi = \phi_{\mathrm{J}/\psi} - \phi_{\mathrm{RP}}$, avec $\phi_{\mathrm{J}/\psi}$ l'angle azimutal d'émission du J/ψ (mesuré dans le plan xOy, par rapport à l'axe Ox) et ϕ_{RP} l'angle azimutal du plan de réaction de la collision (figure 3.11).

Pour des raisons de symétrie, tous les coefficients d'ordre impair de cette décomposition de Fourrier sont nuls.

Par ailleurs, en raison de la résolution finie de la mesure de ϕ_{RP}, il est possible de démontrer que la contribution du terme d'indice n à la distribution azimutale mesurée expérimentalement décroît lorsque n augmente [50]. L'équation 3.11 peut alors être approximée par:

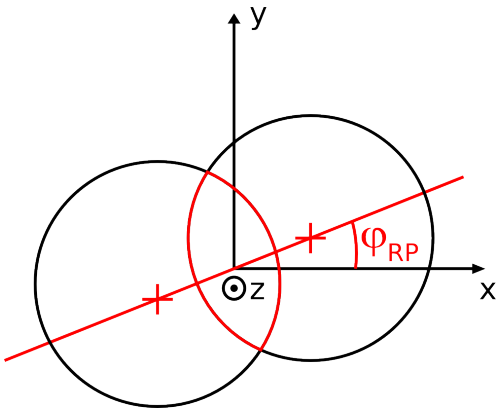

Figure 3.11: Définition de l'angle azimutal ϕ_{RP} du plan de réaction d'une collision d'ions lourds, mesuré par rapport à l'axe x de l'expérience. Le plan de réaction de la collision est formé par l'axe reliant le centre des deux noyaux en collision et l'axe des faisceau (z).

$$\frac{dN_{\mathrm{J}/\psi}}{d\Delta\phi}(p_{\mathrm{T}}) \simeq v_0 \left\{1 + 2v_2(p_{\mathrm{T}})cos(2\Delta\phi)\right\} \tag{3.12}$$

en négligeant tous les termes d'ordre supérieur à 2.

La façon la plus simple de mesurer v_2 (et v_0) consiste à mesurer le taux de production du J/ψ pour plusieurs intervalles de $\Delta\phi$ (pour un intervalle donné d'impulsion transverse, de rapidité et de centralité), puis d'effectuer un ajustement de la fonction de l'équation 3.12 à ces mesures. En principe, un minimum de trois intervalles en $\Delta\phi$ est nécessaire pour réaliser l'ajustement, mais il est également possible de n'utiliser que deux intervalles et de calculer analytiquement les valeurs correspondantes de v_0 et v_2. Il existe des façons plus complexes (mais également plus robustes vis-à-vis des incertitudes expérimentales) de mesurer v_2. Cependant, compte tenu du nombre limité de J/ψ mesurés pendant la prise de données 2007, c'est cette méthode *simple* qui a été retenue pour effectuer cette analyse.

3.7 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques attachées aux résultats présentés dans le prochain chapitre servent à quantifier la validité des techniques employées pour réaliser l'analyse menant à ces résultats et la pertinence des hypothèses effectuées lors de ces analyses. Contrairement aux incertitudes statistiques, les incertitudes systématiques ne diminuent pas nécessairement lorsque augmente le volume de données utilisé pour parvenir à ces résultats.

Les principales sources d'incertitudes systématiques identifiées pour les analyses décrites dans les paragraphes précédents sont:

- incertitude sur le nombre de J/ψ mesuré à partir des distributions de la masse invariante des paires de muons de signe opposé, après soustraction du bruit de fond combinatoire (paragraphe 3.2.2). Cette incertitude possède deux contributions: la première est associée

au facteur de normalisation utilisé pour soustraire le bruit de fond combinatoire; la seconde est associée à la forme analytique choisie pour décrire le pic correspondant au J/ψ lors de l'ajustement aux données et au domaine de masse invariante choisi pour compter ces J/ψ, pour la troisième méthode décrite dans le paragraphe 3.2.3. C'est la source principale d'incertitudes systématiques pour les résultats obtenus dans des collisions Au + Au;

- incertitude liée à notre connaissance de l'acceptance et des performances du détecteur, utilisées pour le calcul des corrections d'acceptance et d'efficacité (paragraphe 3.3). Cette incertitude est calculée de façon indépendante pour les détecteurs du MuID et du MuTR. Elle prend notamment en compte notre connaissance du nombre et de la position des pistes de lectures défectueuses et/ou bruyantes ainsi que de la valeur des hautes tensions et son impact sur l'efficacité de détection des chambres;

- incertitude liée à notre capacité à reproduire les performances du détecteur dans les simulations utilisées pour le calcul des corrections d'acceptance et d'efficacité (paragraphe 3.3);

- incertitudes liées à l'efficacité de reconstruction de la trajectoire des particules, utilisée dans le calcul des corrections d'acceptance et d'efficacité (paragraphe 3.3), pour des performances données du détecteur;

- incertitudes liées aux variations des performances du détecteur d'une période de prise de données à l'autre et provenant du fait qu'il n'est techniquement pas possible de calculer un jeu de corrections d'acceptance et d'efficacité pour chacune des ces périodes;

- incertitude liée à la sensibilité des corrections d'acceptance et d'efficacité aux distributions cinématiques (rapidité et impulsion transverse) des particules utilisées dans les simulations, ainsi qu'à la distribution de la position longitudinale des collisions;

- incertitude systématique sur les efficacités du système de déclenchement de biais minimum intervenant dans le calcul du taux de production du J/ψ (equation 3.7). Cette incertitude est évaluée indépendamment et comporte les mêmes contributions que celle associée aux corrections d'acceptance et d'efficacité des bras muons;

- incertitude sur la section efficace inélastique totale des collisions $p + p$;

- incertitude liée au modèle de Glauber utilisé pour caractériser la centralité des collisions d'ions lourds et calculer le nombre de collisions nucléon-nucléon N_{coll}, le nombre de nucléons participants N_{part} ou encore le paramètre d'impact b (paragraphe 3.4.2). La valeur de N_{coll} et l'incertitude systématique correspondante contribue directement au calcul des facteurs de modification nucléaire R_{AA} (équation 3.9) et R_{CP} (équation 3.10).

Ces incertitudes sont classées en trois catégories, selon la façon dont elles influencent les résultats. On distingue:

- les incertitudes décorrélées d'une mesure à l'autre. Les valeurs expérimentales peuvent être modifiées indépendamment les unes des autres dans la limite de ces incertitudes, comme c'est le cas pour les incertitudes statistiques;

- les incertitudes corrélées dans la limite desquelles les valeurs expérimentales doivent être déplacées de façon cohérente, mais pour lesquelles l'amplitude de la corrélation entre ces valeurs est méconnue;

- les incertitudes dites *globales* qui constituent un cas particulier des incertitudes corrélées et dans la limite desquelles toutes les valeurs doivent être modifiées par la même quantité.

L'appartenance des incertitudes énumérées ci-dessus à l'une ou l'autre de ces trois catégories dépend de leur nature mais également de la grandeur mesurée et de la quantité en fonction de laquelle elle est représentée. Par exemple, l'incertitude systématique sur le nombre de J/ψ mesuré est en général considérée décorrélée d'une mesure à l'autre. L'incertitude sur la section efficace inélastique totale est elle toujours considérée comme globale.

Certaines des sources d'incertitudes systématiques énumérées ci-dessus se compensent lorsque les résultats sont présentés sous forme de rapports plutôt que comme grandeurs absolue. Pour la mesure de R_{CP} par exemple, c'est le cas de la plupart des incertitudes liées aux corrections d'acceptance et d'efficacité et ne subsistent que les contributions exhibant une dépendance à la centralité des collisions. Pour le paramètre de flot elliptique v_2 n'intervient que l'incertitude sur la mesure du nombre de J/ψ à laquelle s'ajoute (de façon quadratique) l'incertitude systématique sur la mesure de l'angle azimutal du plan de réaction et sur la résolution de cette mesure.

Chapitre 4

Résultats et interprétation

Ce chapitre est consacré à la description des résultats expérimentaux obtenus concernant la production du méson J/ψ dans des collisions $p+p$, $d+\mathrm{Au}$, $\mathrm{Cu}+\mathrm{Cu}$ et $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ ultra-relativistes pendant la période durant laquelle j'ai travaillé sur PHENIX, ainsi qu'à leur interprétation. L'ensemble de ces résultats sont rassemblés dans les articles fournis en pièces jointes de ce manuscrit et regroupés par thème plutôt que par ordre chronologique. Les méthodes d'analyses employées pour l'obtention de ces résultats ont été décrites dans les chapitres précédents de ce manuscrit.

Plutôt que de reprendre un à un chacun des résultats présentés dans les articles fournis en pièces jointes, j'ai préféré en donner une description rapide (avec renvoi vers l'article concerné) et les compléter par des résultats et comparaisons aux modèles théoriques qui n'ont pu être publiés à ce jour. Notamment, le paragraphe 4.3.4 rassemble les résultats expérimentaux obtenus concernant la première mesure du flot elliptique du J/ψ vers l'avant, résultats qui n'ont pas donné lieu à publication en raison de la taille des incertitudes statistiques et systématiques qui leurs sont associés.

4.1 Production du J/ψ dans des collisions $p+p$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV

4.1.1 introduction

La section efficace différentielle de production du méson J/ψ dans des collisions $p+p$ a été mesurée à plusieurs reprises par PHENIX, à RHIC, en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité du J/ψ (annexes A, B et C). Ces résultats correspondent à des périodes de prise de données et des conditions expérimentales (en terme notamment de performances du détecteur) différentes, mais sont en parfait accord dans la limite de leurs incertitudes statistiques et systématiques. Les résultats les plus précis correspondent à une combinaison des données 2006 et 2008 (annexe C).

4.1.2 Sections efficaces différentielles et comparaison aux modèles théoriques

Les figures 4.1 et 4.1 représentent la section efficace de production du J/ψ en fonction de sa rapidité et de son impulsion transverse dans des collisions $p+p$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV, mesurée à

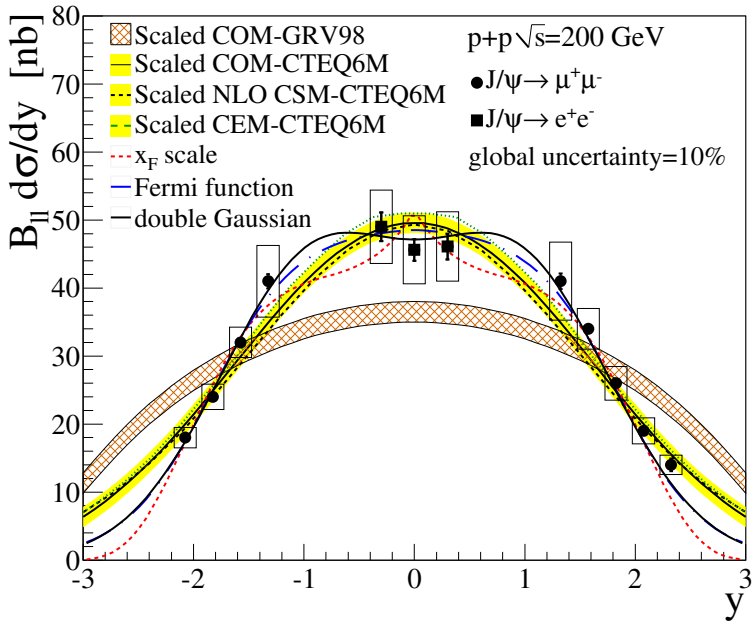

Figure 4.1: Section efficace de production du J/ψ en fonction de sa rapidité dans des collisions $p+p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV et comparaison à plusieurs calculs théoriques [51].

l'aide des données acquises en 2006 dans deux domaines de rapidité: à rapidité nulle, $|y| < 0.35$, par les bras centraux de PHENIX et à rapidité positive $|y| \in [1.2, 2.4]$ par les bras muons [51]. Ces sections efficaces sont comparées à des calculs théoriques utilisant les différents modèles de production du J/ψ décrits brièvement dans le paragraphe 1.2.2:

- le *Color Singlet Model*, CSM;
- le *Color Evaporation Model*, CEM;
- le *Color Octet Model* (COM ou NRQCD).

Sont également employées plusieurs paramétrisations des fonctions de distribution de partons dans le nucléon, obtenues par ajustement notamment des mesures réalisées par des expériences de diffusions profondément inélastiques: CTEQ6M [52] et GRV98 [53].

Sur la figure 4.1, les modèles ont été normalisés de façon arbitraire pour reproduire la section efficace totale de production mesurée expérimentalement. Cela permet de comparer la forme de la dépendance en rapidité de la section efficace de production entre les modèles et les données expérimentales. Les incertitudes expérimentales sur les mesures sont suffisamment petites et le nombre d'intervalles en rapidités utilisés suffisamment grands pour pouvoir infirmer ou confirmer certains des calculs théoriques présentés sur cette figure.

La figure 4.3 représente également la section efficace de production du J/ψ en fonction de sa rapidité, comparée à un calcul théorique réalisé dans le cadre du Color Singlet Model [16]. Contrairement aux courbes théoriques présentées sur la figure 4.1, ce calcul théorique n'est pas normalisé aux données. Par ailleurs, les données ont été multipliées par un facteur 0.6 de façon à supprimer (approximativement) la contribution des J/ψ issus de la décroissance d'états excités

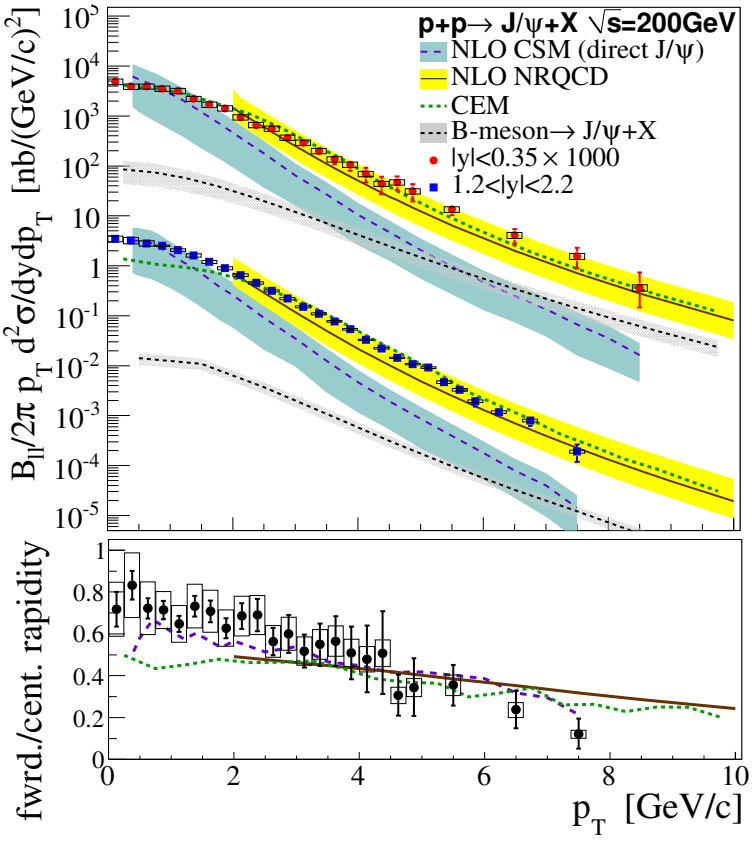

Figure 4.2: Section efficace de production du J/ψ en fonction de son impulsion transverse dans des collisions $p+p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV et comparaison à plusieurs calculs théorique. Le panneau du bas représente le rapport entre les sections efficaces mesurées à rapidité positive et à rapidité nuls [51].

(χ_c et ψ') et ne considérer que les J/ψ *directs*. Les trois jeux de courbes présents sur la figure correspondent à

- un calcul à l'ordre dominant (Leading Order, ou LO), représenté par les lignes pointillées;
- un calcul à l'ordre suivant l'ordre dominant (Next to Leading Order, ou NLO), représenté par les lignes pleines;
- un calcul NLO auquel ont été ajoutés certains des diagrammes pour lesquels le J/ψ est produit par interaction quark-gluon (les autres calculs ne considérant que les processus gluon-gluon).

Ces trois calculs reproduisent qualitativement les données expérimentales, mais les incertitudes théoriques sont élevées.

Sur la figure 4.2, le *Color Singlet Model*, calculé à l'ordre NLO, ne parvient pas à reproduire les données expérimentales. Les deux autres modèles exhibent un meilleur accord avec ces données. Tous les deux prennent en compte l'existence pendant un temps fini d'états colorés de la paire $c\bar{c}$ produite au cours de la collision de partons initiale, avant neutralisation par émission de gluons

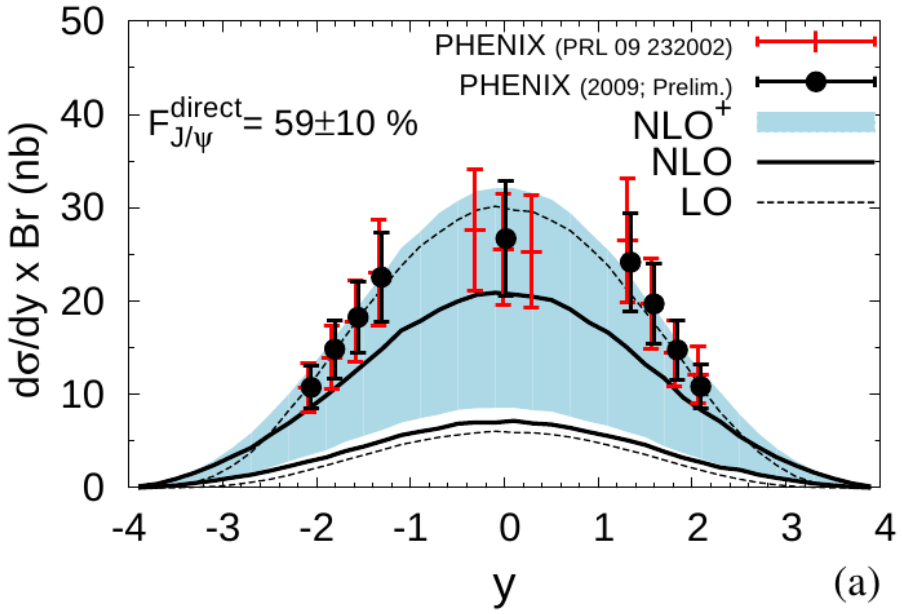

Figure 4.3: Section efficace de production de J/ψ *directs* en fonction de la rapidité du J/ψ dans des collisions $p+p$ à $\sqrt{s}$ = 200 GeV et comparaison à un calcul théorique réalisé dans le cadre du Color Singlet Model [16].

de faible impulsion transverse pour former un J/ψ dans l'état final, à l'inverse du Color Singlet Model pour lequel la formation et la neutralisation de la paire $c\bar{c}$ sont traités simultanément dans le cadre du même calcul perturbatif.

La figure 4.2 représente également le rapport entre la section efficace mesurée à rapidité positive et celle mesurée à rapidité nulle, ainsi que les calculs obtenus au moyen des même modèles. Ce rapport, plus grand pour les petites valeurs d'impulsion transverse, indique que les mésons J/ψ émis vers l'avant ont en moyenne une impulsion transverse plus petite que ceux émis à rapidité nulle. Cette tendance est correctement reproduite par les trois modèles présentés, mais le Color Evaporation Model ainsi que NRQCD en sous-estime la pente, contrairement au Color Singlet Model.

Le fait qu'il soit nécessaire de prendre en compte les états colorés des paires $c\bar{c}$ (via soit le CEM ou NRQCD) pour expliquer la section efficace de production du J/ψ peut avoir des conséquences importantes quand aux interactions des J/ψ avec le milieu créé lors de collisions nucléaires (d + A ou A + A). La neutralisation de la paire par émission d'un ou plusieurs gluons de faible impulsion transverse ayant lieu au bout d'un temps fini, une partie de la traversée du milieu par une paire $c\bar{c}$ peut s'effectuer alors que celle-ci se trouve dans un état *pré-résonnant* pour lesquels les nombres quantiques, la masse et le rayon peuvent être différents de ceux du J/ψ.

4.1.3 Section efficace totale de production du J/ψ

En intégrant les sections efficaces différentielle de production du J/ψ mesurées en fonction de la rapidité il est possible d'estimer une section efficace totale de production. La valeur obtenue à l'aide des données 2005 (annexe A) vaut:

$$B_{ll}\sigma_{p+p}^{\mathrm{J}/\psi} = 178 \pm 3(\mathrm{stat}) \pm 53(\mathrm{syst}) \pm 18(\mathrm{norm})\ \mathrm{nb} \tag{4.1}$$

où B_{ll} correspond au rapport d'embranchement du J/ψ en paire de leptons (di-électron ou di-muons). La première erreur est statistique, la seconde est systématique, la troisième est également systématique et correspond notamment à l'incertitude sur la section efficace inélastique totale de collisions $p + p$.

Il faut noter que cette section efficace correspond à la totalité des J/ψ mesurés dans l'état final, qu'ils aient été produits de façon directe par interaction de partons dure ou indirecte par décroissance d'un été excité de quarks charme plus lourd (tels que le χ_c ou le ψ') ou de mésons B. Ces différentes contributions peuvent être séparées à condition de connaître les sections efficaces de production de ces états excités et les rapports d'embranchement correspondant. Certaines de ces sections efficaces ont également été mesurées par PHENIX mais ces résultats ne seront pas abordés ici dans la mesure où je n'ai pas directement participé aux analyses correspondantes.

Par ailleurs, cette valeur de section efficace suppose également que la polarisation du J/ψ [54], caractérisant l'orientation du plan d'émission des leptons de décroissance par rapport au plan dans lequel est produit le J/ψ, est nulle, ce qui correspond à une distribution isotrope. Dans la mesure où l'acceptance du détecteur dépend de la valeur de cette polarisation, une valeur non nulle peut affecter le résultat obtenu au delà des incertitudes statistique et systématique qui lui sont associées. Les mesures des paramètres de polarisation du J/ψ réalisées à ce jour à RHIC [55] n'ont pas une précision suffisante pour pouvoir prendre correctement en compte cet effet.

4.2 Production du J/ψ dans des collisions $d + \mathrm{Au}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV

Les articles fournis dans les annexes B et C présentent les principaux résultats obtenus par l'expérience PHENIX concernant la production du méson J/ψ dans des collisions $d + \mathrm{Au}$ à une énergie par collision nucléon-nucléon dans le référentiel du centre de masse $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV. Ces résultats sont utilisés pour étudier et quantifier les effets dits *froids* affectant la production du J/ψ dans des collisions nucléaires en l'absence d'un plasma de quarks et de gluons (paragraphe 1.2.3).

4.2.1 Facteur de modification nucléaire $R_{d+\mathrm{Au}}$

La figure 4.4 représente le rapport de modification nucléaire $R_{d+\mathrm{Au}}$ (paragraphe 3.5) du J/ψ dans des collisions $d + \mathrm{Au}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV en fonction de la rapidité y du J/ψ. En l'absence d'effets nucléaires, c'est à dire si une collision nucléaire pouvait être décrite comme la superposition incohérente de collisions nucléon-nucléon, ce rapport serait égal à l'unité. Cette mesure correspond à la prise de données de l'année 2003 (annexe B).

Comme les collisions $d + \mathrm{Au}$ sont asymétriques, un comportement différent est observé à rapidité négative et à rapidité positive. La région des rapidités négatives correspond à la direction du faisceau d'or. Les J/ψ émis dans cette direction proviennent principalement de la fusion de gluons pour laquelle le gluon venant du noyau d'or porte une fraction x importante de l'impulsion du nucléon dont il est issu: $5.10^{-2} < x < 10^{-1}$. A l'inverse, les rapidités positives correspondent à la direction des noyaux d et les mésons J/ψ émis dans cette direction proviennent principalement d'un gluon pour lequel la valeur de x, dans le noyau d'or, est faible ($10^{-3} < x < 3.10^{-3}$), ce

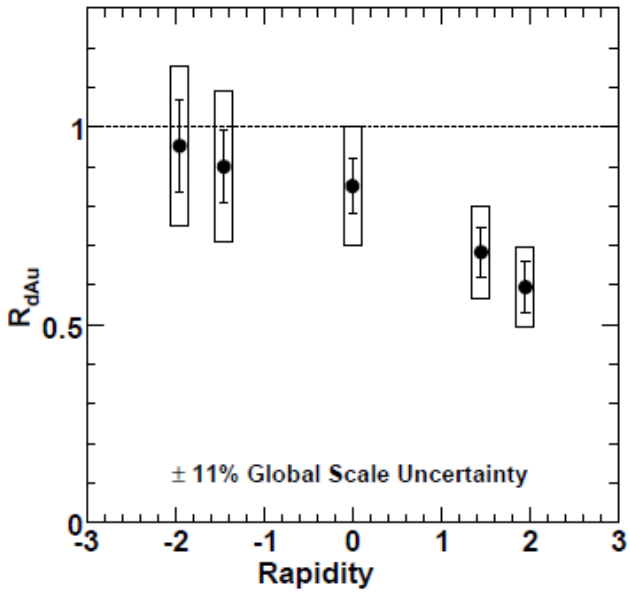

Figure 4.4: Rapport de modification nucléaire $R_{d+\mathrm{Au}}$ du J/ψ dans des collisions $d+\mathrm{Au}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} =$ 200 GeV en fonction de la rapidité du J/ψ [41].

qui, en terme de fonctions de distribution de partons correspond au régime de *shadowing*. C'est également le régime cinématique dans lequel seraient applicables les calculs de type *Color Glass Condensate*, ou CGC (paragraphe 1.2.3). Ces deux approches prédisent un déficit du nombre de gluons à petit x par rapport au cas d'un nucléon isolé, ce qui est cohérent avec les valeurs de $R_{d+\mathrm{Au}}$ nettement inférieures à l'unité observées pour $y > 0$. Enfin, les J/ψ mesurés à rapidité nulle correspondent à des gluons issus du noyau d'or dont la fraction d'impulsion x est intermédiaire: $2.10^{-2} < x < 10^{-2}$.

4.2.2 Absorption nucléaire et section efficace de dissociation

La dépendance du facteur de modification nucléaire $R_{d+\mathrm{Au}}$ du J/ψ en fonction de la rapidité de celui-ci peut être utilisée pour discriminer entre les différents jeux de fonctions de distribution de partons nucléaires (*npdf*) et estimer une section efficace de dissociation nucléaire $\sigma_{\mathrm{breakup}}$. Ceci est réalisé au moyen d'un ajustement aux données des facteurs de modification nucléaires obtenus pour chaque jeu de *npdf* et plusieurs valeurs de $\sigma_{\mathrm{breakup}}$, en prenant en compte correctement les incertitudes statistiques et systématiques des mesures. Pour les résultats obtenus avec le jeu de données enregistré en 2003 (annexe B), la valeur obtenue pour $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ varie entre $\sigma_{\mathrm{breakup}} = 2.6^{+2.2}_{-2.6}$ mb et $\sigma_{\mathrm{breakup}} = 2.8^{+2.3}_{-2.1}$ mb, selon le jeu de *npdf* utilisé (NDSG [56] ou EKS [57], respectivement). Par ailleurs la précision des résultats ne permet pas de discriminer entre ces deux paramétrisations.

La valeur de la section efficace de dissociation obtenue par PHENIX avec le jeu de données enregistré en 2003 à rapidité nulle est comparée aux mesures obtenues par d'autres expériences d'énergie $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ plus petite dans la figure 4.5 [58]. La section efficace obtenue par une analyse similaire pour les données enregistrées en 2008 ($\sigma_{\mathrm{breakup}} = 2.7^{+1.1}_{-1.2}$ mb) est également montrée sur

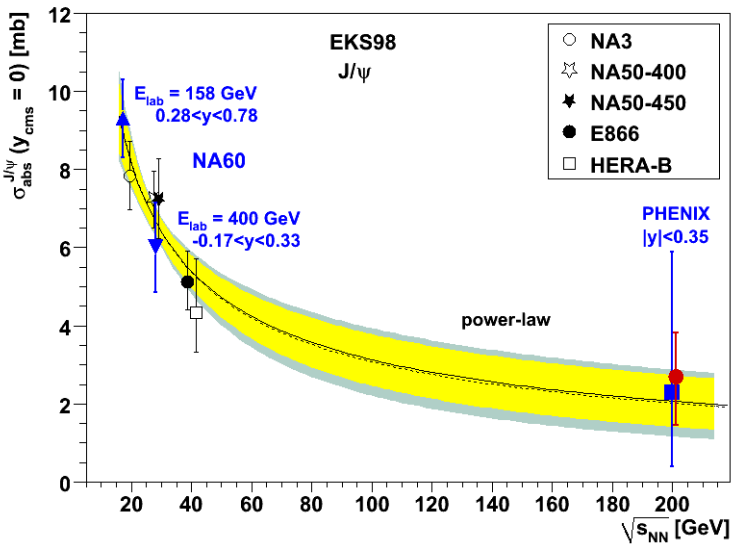

Figure 4.5: Section efficace de dissociation nucléaire σ_{breakup} du J/ψ en fonction de l'énergie des collisions d'ions lourds ($p + \text{A}$ ou $d + \text{A}$) [58].

cette figure. La valeur obtenue est compatible avec la mesure plus ancienne et son incertitude est nettement réduite.

La section efficace de dissociation diminue lorsque l'énergie des collisions augmente. La courbe auxquelles les données expérimentales sont comparées est empirique.

Les mêmes données expérimentales ont également été utilisées conjointement à de nombreux autres résultats de production du J/ψ à la fois dans des collisions hadron-noyau (pour PHENIX, $d + \text{Au}$) et lepton-noyau, pour déterminer une section efficace de dissociation *universelle*, supposée indépendante de l'énergie des collisions, une fois correctement soustraits les effets dus aux modifications des fonctions de distribution de parton [59, 60]. Dans cette analyse une section efficace différente est évaluée pour chaque jeu de données utilisé, avec prise en compte correcte des incertitudes statistiques et systématiques, puis une valeur unique est obtenue par ajustement global aux sections efficaces ainsi déterminées. Les résultats correspondants sont présentés sur la figure 4.6 [59].

4.2.3 Facteur de modification nucléaire R_{CP} et comparaison aux modèles

Les nombre de collisions $d + \text{Au}$ enregistrées par PHENIX en 2008 est nettement plus grand (d'environ un facteur 40) que celui de l'année 2003. Les analyses correspondantes en ont été d'autant plus détaillées et précises. Il a notamment été possible de mesurer la production du J/ψ pour de plus nombreux intervalles en rapidité et en impulsion transverse, dans plusieurs intervalles de centralité. Les résultats correspondants sont illustrés sur la figure 4.7 (annexe C).

Les deux panneaux du haut de la figure 4.7 représentent le facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de sa rapidité pour des collisions $d + \text{Au}$ périphériques (60-80%) et centrales (0-20%). Le panneau du bas représente le rapport central sur périphérique R_{CP}, obtenu en formant

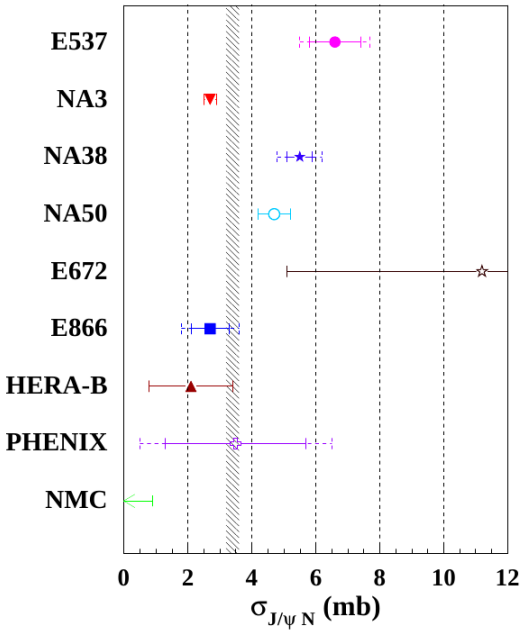

Figure 4.6: Sections efficaces de dissociation nucléaire du J/ψ obtenues pour plusieurs expériences de diffusion hadron-noyau et lepton-noyau et détermination d'une valeur unique obtenue par ajustement à ces résultats [59].

le rapport des deux panneaux du haut et pour lequel les incertitudes systématiques expérimentales sont nettement réduites, comme annoncé dans le paragraphe 3.5. Les valeurs expérimentales sont comparées à deux modèles:

- un modèle utilisant le jeu de fonctions de distribution de partons nucléaires EPS09 [20], auquel est ajouté une section efficace de dissociation σ_{breakup} dont la valeur est voisine de celle décrite dans le paragraphe précédent. La valeur centrale du modèle en question correspond au lignes pleines, les lignes pointillées correspondent aux incertitudes théoriques qui lui sont associées;
- un calcul réalisé dans le cadre du *Color Glass Condensate*, représenté en vert sur la figure et qui ne s'applique qu'aux valeurs suffisamment grandes de rapidités du J/ψ (ou, de façon équivalente, aux valeurs suffisamment petites de la fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluon dans le noyau d'or).

La prise en compte de la centralité des collision dans le calcul des effets nucléaires froids est également différente entre ces deux modèles. Pour le premier, elle est ajoutée de façon empirique, en estimant un nombre de nucléons (A) effectif pour chaque intervalle de centralité. Dans le modèle de type CGC, cette dépendance est prise en compte de façon intrinsèque, notamment dans le calcul de l'énergie de saturation Q^2_{sat}. Cette différence est discutée plus en détail dans le paragraphe 4.2.4.

On constate qu'il n'est pas possible pour le premier modèle de reproduire l'ensemble des données expérimentales disponibles: pour les collisions périphériques, le calcul est systématiquement plus petit que les valeurs expérimentales de $R_{d+\text{Au}}$ obtenues à rapidité positive alors que pour les

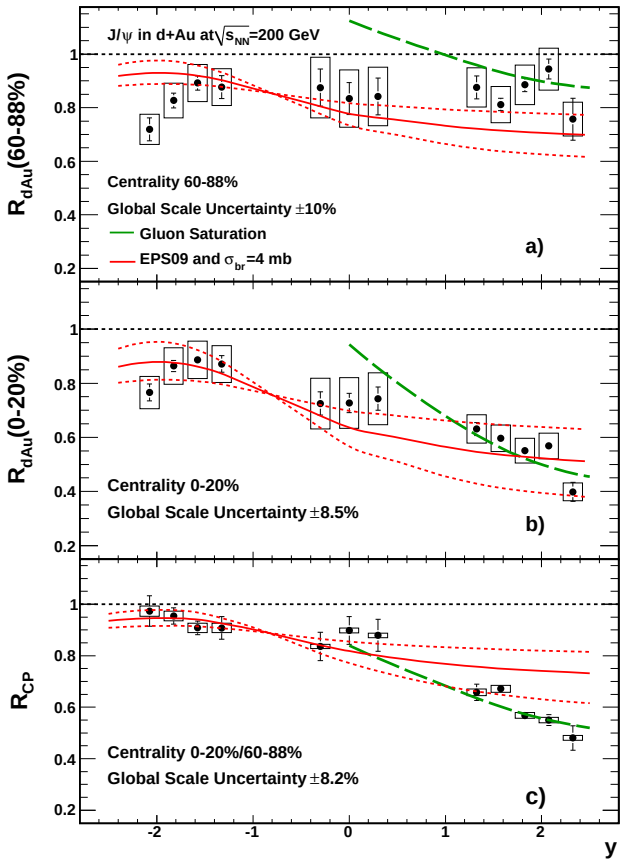

Figure 4.7: Haut: facteur de modification nucléaire $R_{d+\mathrm{Au}}$ du J/ψ en fonction de sa rapidité pour des collisions $d+\mathrm{Au}$ périphériques (60-88%); centre: facteur de modification nucléaire $R_{d+\mathrm{Au}}$ du J/ψ pour des collisions centrales (0-20%); bas: rapport de modification nucléaire R_{CP} (rapport central sur périphérique) [61].

collisions centrales, il est systématiquement plus grand. Ce désaccord est encore plus visible sur le panneau du bas de la figure 4.7. Il est présent aussi bien pour les valeurs centrales du modèle que pour ses valeurs extrêmes, correspondant aux incertitudes du modèle, corrélées d'un intervalle en centralité à l'autre.

Le calcul de type CGC par contre reproduit correctement les données à rapidité positive. Il est en désaccord avec les données à rapidité nulle, et ne fait pas de prédiction pour les valeurs de rapidité négative.

4.2.4 Dépendance des effets nucléaires froids à la géométrie des collisions

La mesure du facteur de modification nucléaire du J/ψ (R_{CP} ou $R_{d+\mathrm{Au}}$) sur plusieurs intervalles en centralité permet également d'étudier la dépendance géométrique des effets nucléaires froids. Cette dépendance est représentée en fonction de $\lambda(r_T)$, l' *épaisseur longitudinale* du noyau (c'est à dire mesurée le long de l'axe de la collision), pondérée par sa densité nucléique locale, à une distance r_T donnée du centre de ce noyau:

$$\lambda(r_T) = \frac{\int dz \rho_A(r_T, z)}{\int dz \rho_A(0, z)} \tag{4.2}$$

où $\rho_A(r_T, z)$ est la densité nucléique du noyau à la distance r_T de son centre et pour une *profondeur* (le long de l'axe des faisceau) z.

La dépendance en $\lambda(r_T)$ des différents effets nucléaires froids décrits dans le paragraphe 1.2.3 dépend de l'effet considéré.

La dépendance spatiale de l'effet du à l'absorption (ou la dissociation) nucléaire (paragraphe 1.2.3) est exponentielle. Elle peut s'écrire sous la forme:

$$S\left(A, x, Q^2, r_T\right) = \exp\left[-a(A, x, Q^2)\lambda(r_T)\right] \tag{4.3}$$

où S quantifie la modification de la production du J/ψ par rapport à des collisions $p + p$. Cette grandeur vaut 1 en l'absence de dissociation nucléaire. Le paramètre a caractérise la force de l'absorption (ou dissociation) et dépend de la section efficace σ_{breakup} introduite précédemment. Il dépend également des grandeurs cinématiques caractéristiques de la collision, x et Q^2.

Concernant les modifications (nucléaires) des fonctions de distribution de partons, dans [62], une dépendance linéaire est généralement employée, qui s'écrit:

$$\begin{aligned} S\left(A, x, Q^2, r_T\right) &= 1 + N\left[S(A, x, Q^2) - 1\right]\lambda(r_T) \\ &\equiv 1 - a(A, x, Q^2)\lambda(r_T) \end{aligned} \tag{4.4}$$

où N est un facteur de normalisation correspondant au fait que $\int d^2r S\left(A, x, Q^2, r_T\right) = S(A, x, Q^2)$, tandis que Q^2 et x caractérisent la cinématique de la collision (au niveau partonique). Le paramètre a introduit dans la seconde égalité possède la même dimension et la même signification que dans l'équation 4.3.

Cette dépendance linéaire est arbitraire (c'est à dire qu'elle n'est pas justifiée d'un point de vue théorique) et d'autres formes analytiques auraient pu être employées. Par exemple, une dépendance quadratique:

$$S\left(A, x, Q^2, r_T\right) = 1 - a(A, x, Q^2)\lambda^2(r_T) \tag{4.5}$$

ou encore exponentielle (équation 4.3).

Enfin, l'approche de type CGC donne lieu à une dépendance plus complexe ne pouvant être exprimée en termes analytiques simples, mais peut être calculée numériquement (figure 4.9).

Pour un type de dépendance en $\lambda(r_T)$ donné, il existe une relation unique entre le paramètre a (qui contient toute l'information concernant la nature et l'amplitude de l'effet nucléaire froid considéré, ainsi que les conditions cinématiques de la collision) et le facteur de modification nucléaire du J/ψ, moyenné sur toutes les valeurs de centralités, $R_{d+\text{Au}}(0-100\%)$. Cette dépendance est illustrée sur la figure 4.8 [63]. Cette propriété est également vraie pour le rapport R_{CP} et pour tout intervalle de centralité (choisi arbitrairement), même si les courbes correspondantes sont naturellement

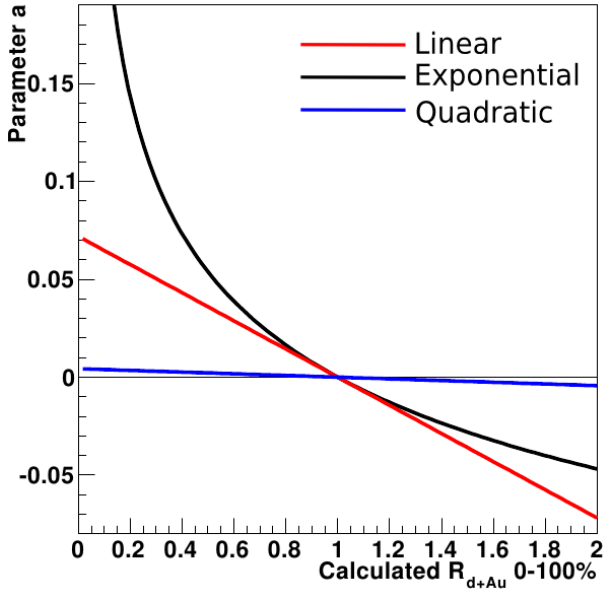

Figure 4.8: Valeurs du paramètre a servant à quantifier la dépendance d'un effet nucléaire froid en fonction de l'épaisseur de matière nucléaire $\lambda(r_T)$ correspondant à une valeur donnée du facteur de modification nucléaire du J/ψ, $R_{d+\mathrm{Au}}(0-100\%)$. Les courbes rouges, noire et bleue correspondent à une dépendance linéaire, exponentielle et quadratique de l'effet nucléaire considéré en fonction de $\lambda(r_T)$, respectivement [63].

différentes de celles représentées sur la figure 4.8. Il est alors possible, en représentant par exemple les valeurs autorisées de $R_{d+\mathrm{Au}}(0-100\%)$ en fonction de la valeur de $R_{\mathrm{CP}}(0-20\%)/(60-88\%)$ pour chaque type de dépendance (linaire, quadratique ou exponentielle), de *masquer* le paramètre a (et les mécanismes physiques sous-jacent à la suppression) et pouvoir ainsi comparer les différentes formes de dépendance aux résultats expérimentaux. Cette approche est illustrée sur la figure 4.9 (annexe C). Les points correspondent aux mesures réalisées par PHENIX pour différents intervalles en rapidité (correspondant à différentes valeurs du paramètre a ci-dessus); les ellipses correspondent aux incertitudes statistiques et systématiques; les courbes correspondent aux valeurs autorisées par l'une ou l'autre des dépendances en $\lambda(r_T)$ des effets nucléaires froids.

Les points pour lesquels la valeur de $R_{\mathrm{CP}}(0-20\%/60-88\%)$ est élevée (> 0.8) correspondent aux mesures effectuées à rapidité nulle et rapidité négative. Ils sont en accord avec une dépendance linéaire des effets nucléaires froids en $\lambda(r_T)$, mais ne permettent pas d'exclure les deux autres types de dépendance envisagés ici du fait de la taille des incertitudes statistiques et systématiques.

Les points pour lesquels la valeur de $R_{\mathrm{CP}}(0-20\%/60-88\%)$ est inférieure à 0.7 correspondent aux mesures réalisées à rapidité positive. Elles sont en désaccord avec une dépendance linéaire ou exponentielle des effets froids en fonction de $\lambda(r_T)$, dépendance qui ont été utilisées jusqu'à présent par toute les approches du type $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ et *npdf*.

Les valeurs de $R_{d+\mathrm{Au}}$ et R_{CP} correspondant à un calcul effectué dans le cadre du *Color Glass Condensate* ont également été représentées sur le figure 4.9. Elles présentent un accord raisonnable avec les résultats expérimentaux obtenus à rapidité positive, mais ne reproduisent pas les résultats obtenus à rapidité nulle ou négative. Cette dernière propriété peut être expliquée par le fait que le

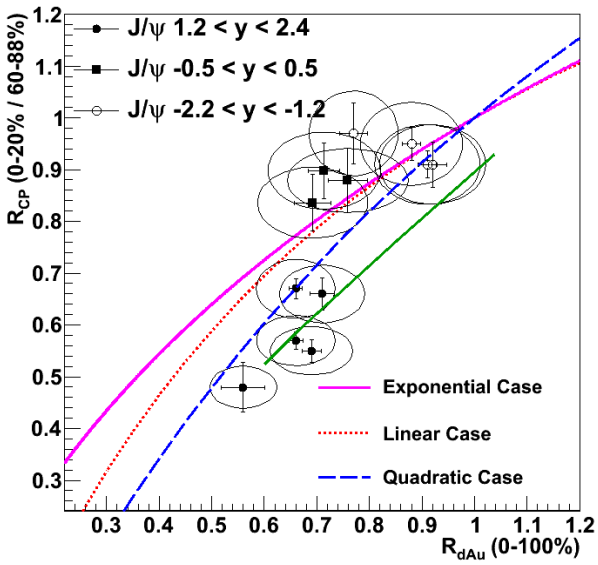

Figure 4.9: Facteur R_{CP} du J/ψ pour des collisions centrales en fonction du facteur de modification nucléaire du J/ψ $R_{d+\mathrm{Au}}$ pour l'intervalle de centralité $(0-100\%)$. Les points correspondent aux mesures réalisées par PHENIX dans différents intervalles en rapidités; les ellipses correspondent aux incertitudes statistiques et systématiques de ces mesures; les courbes correspondent à l'une ou l'autre des hypothèses concernant la dépendance des effets nucléaires froids en $\lambda(r_T)$ [61]. La courbe verte correspond à un calcul des effets nucléaires froids réalisé dans le cadre du Color Glass Condensate.

domaine de validité du formalisme du CGC en terme d'intervalle en rapidité est encore incertain, dans la mesure ou formalisme ne s'applique qu'aux petites valeurs de x, la fraction de l'impulsion du nucléon (dans le noyau d'or) portée par le gluon donnant lieu à la formation du J/ψ.

Sur la figure 4.9, on s'attend à ce qu'un modèle d'effets nucléaires froids tel que celui représenté en rouge sur la figure 4.7, qui combine une section efficace de dissociation $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ et une dépendance linéaire en $\lambda(r_T)$ des modifications de fonctions de distribution de partons produise une courbe située entre le cas linéaire et le cas exponentiel, en fonction de la valeur choisie de $\sigma_{\mathrm{breakup}}$. Dans la pratique, la situation est plus compliquée parce que les deux mécanismes (absorption et modification de *pdf*) sont convolués de façon non triviale, et il faut refaire le calcul pour chaque valeur de $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ [63]. Il est également possible d'utiliser le même formalisme mais en prenant une dépendance quadratique en $\lambda(r_T)$ pour les modifications de *pdf*. Les résultats obtenus de cette façon sont présentés sur la figure 4.10, sur le panneau de gauche pour le cas linéaire et sur le panneau de droite pour le cas quadratique. La courbe bleue correspond au résultat obtenu pour une valeur nulle de $\sigma_{\mathrm{breakup}}$. On constate que le calcul reproduit raisonnablement bien les données expérimentales dans le cas d'une dépendance quadratique des effets nucléaires à l'épaisseur de matière nucléaire $\lambda(r_T)$, mais pas dans le cas d'une dépendance linéaire. Cependant lorsqu'une valeur non nulle de $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ est utilisée, de façon par exemple à reproduire l'amplitude de la suppression observée expérimentalement sur la figure 4.7, il apparaît un désaccord d'autant plus grand que la valeur de $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ est importante (courbes rouges sur la figure 4.10), à la fois pour une dépendance linaire et pour une dépendance quadratique des effets froids à $\lambda(r_T)$.

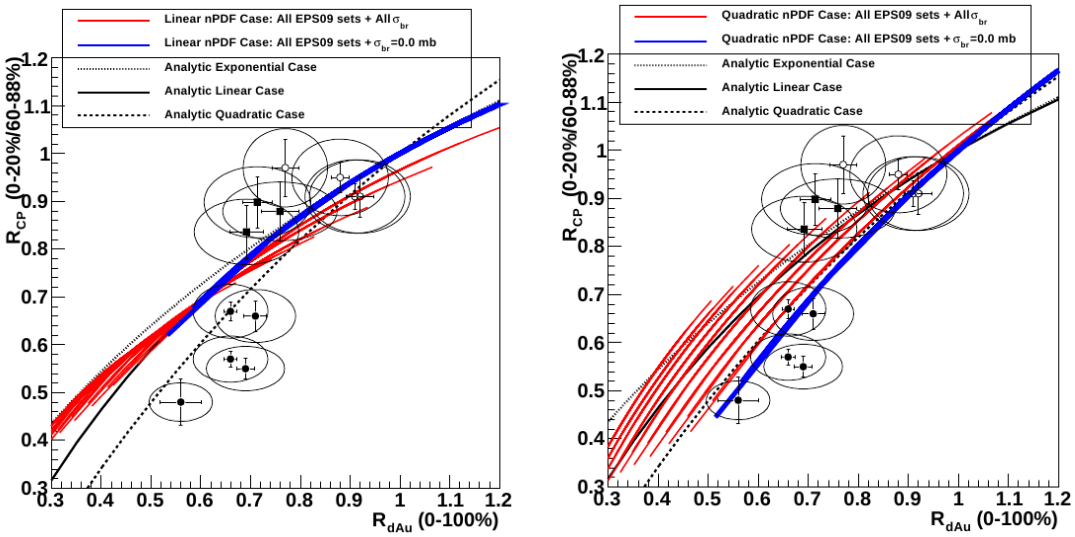

Figure 4.10: Facteur R_{CP} du J/ψ pour des collisions centrales en fonction du rapport de modification nucléaire du J/ψ $R_{d+\mathrm{Au}}$. Les points correspondent aux mesures réalisées par PHENIX dans différents intervalles en rapidités; les ellipses correspondent aux incertitudes statistiques et systématiques de ces mesures; la signification des différentes courbes est détaillée dans le texte, à gauche: pour le cas d'une dépendance linéaire de la perte d'énergie à l'épaisseur du noyau; à droite: pour le cas d'une dépendance quadratique.

Ces désaccords indiquent que certains effets nucléaires froids ne sont pas correctement pris en compte dans les modèles ci-dessus (ou en sont complètement absents). Il a par exemple été proposé d'ajouter l'effet d'une perte d'énergie des partons incidents par diffusion dans le noyau cible [25, 26, 27].

4.2.5 Extrapolation des effets nucléaires froids aux collisions A + A

Plusieurs méthodes ont été employées pour extrapoler les effets nucléaires froids mesurés dans des collisions $d + \mathrm{Au}$ à des collisions A + A (Au + Au ou Cu + Cu), de façon à identifier des effets supplémentaires, attribuables à la formation d'un plasma de quarks et de gluons:

1. une méthode basée sur les mesures expérimentales uniquement et ne dépendant pas du choix d'un modèle reproduisant (avec plus ou moins d'exactitude) les résultats obtenus pour les collisions $d + \mathrm{Au}$. Cette méthode suppose que les effets nucléaires froids ne dépendent que de y, Q^2 et r_T et que leur impact sur la production du J/ψ dans une collision A + A à une rapidité donnée y est le produit des effets mesurés dans une collisions $p + \mathrm{A}$ (et par extension, $d + \mathrm{A}$) à la même rapidité et des effets mesurés pour la rapidité opposée, $-y$ (ou de façon équivalente, dans un collision $\mathrm{A} + p$). Cette hypothèse est valable pour les effets de type dissociation nucléaire et les modifications des fonctions de distribution de parton. Elle ne l'est pas dans le cadre du *Color Glass Condensate*.

2. une méthode utilisant un jeu de fonctions de distribution de partons modifiées donné et la section efficace de dissociation nucléaire $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ correspondante, ajustée aux données

$d + Au$. Ce jeu de fonctions de distribution de partons et la section efficace de dissociation correspondante sont injectés dans un modèle de collision $\mathrm{A} + \mathrm{A}$, de façon à calculer une section efficace de production du J/ψ modifiée qui est ensuite comparée au calcul correspondant dans une collision $p + p$, de façon à former un facteur de modification nucléaire du aux effets froids uniquement.

3. une méthode similaire à la méthode précédente mais utilisant une valeur de $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ différente pour chaque intervalle en rapidité considéré. Le choix d'une valeur de $\sigma_{\mathrm{breakup}}$ dépendant de la rapidité des J/ψ n'a pas de justification théorique. Le paramètre $\sigma_{\mathrm{breakup}}(y)$ ne représente plus une section efficace de dissociation (par construction indépendante de y) et doit être considéré comme une section efficace *effective* utilisée pour quantifier de façon empirique l'ensemble des effets froids intervenant dans la production du J/ψ en plus de la modification des fonctions de distribution de partons. Cette approche est motivée par le fait qu'aucun choix de jeu de fonctions de distribution de partons et de section efficace de dissociation (indépendante de y) ne parvient à reproduire les données expérimentales mesurées en 2008, indiquant que d'autres effets doivent être pris en compte.

Les résultats obtenus avec les méthodes 1 et 2 sont présentés dans l'annexe B (pour des collisions $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$). Les résultats obtenus avec la méthode 3 sont présentés dans l'annexe D (pour des collisions $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$ et $\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}$). Ils sont repris plus en détail dans le paragraphe 4.3.

4.3 Production du J/ψ dans des collisions $\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}$ et $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV

Les résultats obtenus concernant la production de J/ψ dans des collisions $\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}$ correspondent aux données enregistrées par PHENIX en 2005 (annexe D). Les résultats obtenus pour des collisions $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$ correspondent aux données enregistrées en 2004 (annexe E) et 2007 (annexe F). Le deuxième jeu de données (2007) représente une augmentation du nombre de collisions enregistrées d'environ un facteur trois par rapport au premier (2004). Il a permis de confirmer les observations réalisées avec le premier jeu et d'effectuer une comparaison plus détaillée entre les résultats expérimentaux et les différents modèles théoriques prédisant la production du J/ψ dans de telles collisions.

4.3.1 Facteur de modification nucléaire

Collisions $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$

Le panneau du haut de la figure 4.11 représente le facteur de modification nucléaire R_{AA} du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participant à la collision N_{part}, mesuré en 2004 dans des collisions $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$ pour les deux intervalles en rapidités couverts par les bras centraux et les bras muons de PHENIX (annexe E).

Le panneau du bas de la figure 4.11 représente le rapport entre les facteurs de modification nucléaire du J/ψ mesurés dans les même conditions à rapidité positive (bras muons) et à rapidité nulle (bras centraux), en fonction de N_{part}.

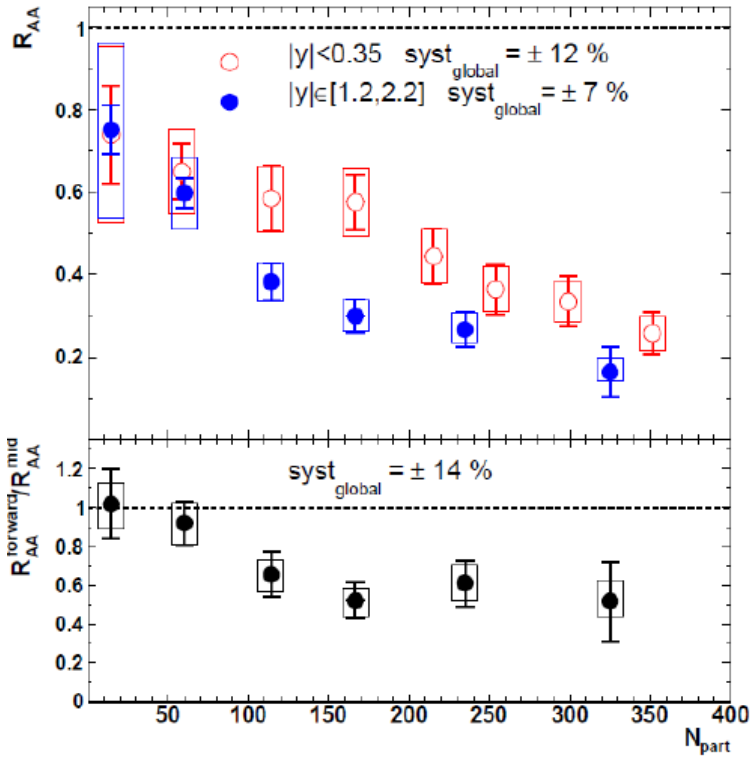

Figure 4.11: Facteur de modification du J/ψ en fonction de N_{part} pour des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV mesuré pour deux intervalles en rapidité. Le panneau du bas représente le rapport entre les mesures réalisées vers l'avant ($1.2 < |y| < 2.2$) et celles réalisées à rapidité nulle ($|y| < 0.35$) [43].

Les petites valeurs de N_{part} correspondent aux collisions Au + Au les plus périphériques. Le facteur de modification nucléaire est proche de l'unité et la production de J/ψ est semblable à celle de collisions $p + p$. Lorsque N_{part} augmente, les collisions deviennent plus centrales et R_{AA} diminue, ce qui correspond à une suppression du J/ψ. Cette suppression est plus grande à rapidité positive que à rapidité nulle, comme l'indique le rapport inférieur à l'unité observé sur le panneau du bas de la figure 4.11. Cette propriété est inattendue dans la mesure où la plupart des mécanismes invoqués pour expliquer une suppression du J/ψ dans un plasma de quarks et de gluons dépendent de la densité locale d'énergie du milieu, qui est plus importante à rapidité nulle. Cependant, il convient de prendre correctement en compte les effets nucléaires froids décrits précédemment avant de pouvoir tirer une conclusion de cette observation.

Collisions Cu + Cu

La figure 4.11 (annexe D) représente le facteur de modification nucléaire R_{AA} du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participant à la collision N_{part}, mesuré en 2005 dans des collisions Cu + Cu pour les deux intervalles en rapidités couverts par les bras centraux et les bras muons de PHENIX, comparés aux résultats obtenus pour des collisions Au + Au à la même énergie. Le panneau du haut correspond aux J/ψ produits à rapidité nulle (bras centraux), le panneau du milieu aux J/ψ

produits à rapidité positive (bras muons). Les lignes pleines correspondent aux effets nucléaires froids estimé à l'aide des résultats obtenus pour des collisions $d + \mathrm{Au}$ (données 2003) en utilisant la méthode 3 décrite dans le paragraphe 4.2.5. Les lignes pointillées correspondent à l'incertitude sur ces effets nucléaires froids. Enfin le panneau du bas correspond au rapport entre le R_{AA} du J/ψ et les effets nucléaires froids extrapolés, pour les collisions $\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}$ uniquement.

On constate un bon accord entre les facteurs de modification nucléaire du J/ψ mesuré dans des collisions $\mathrm{Au} + \mathrm{Au}$ et $\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}$ pour des valeurs similaires de N_{part} ($N_{\mathrm{part}} < 100$).

La comparaison entre la suppression du J/ψ mesurée et celle attendue en ne prenant en compte que les effets nucléaires froids (courbes pleines et courbes pointillées sur la figure 4.12) est détaillée dans le prochain paragraphe.

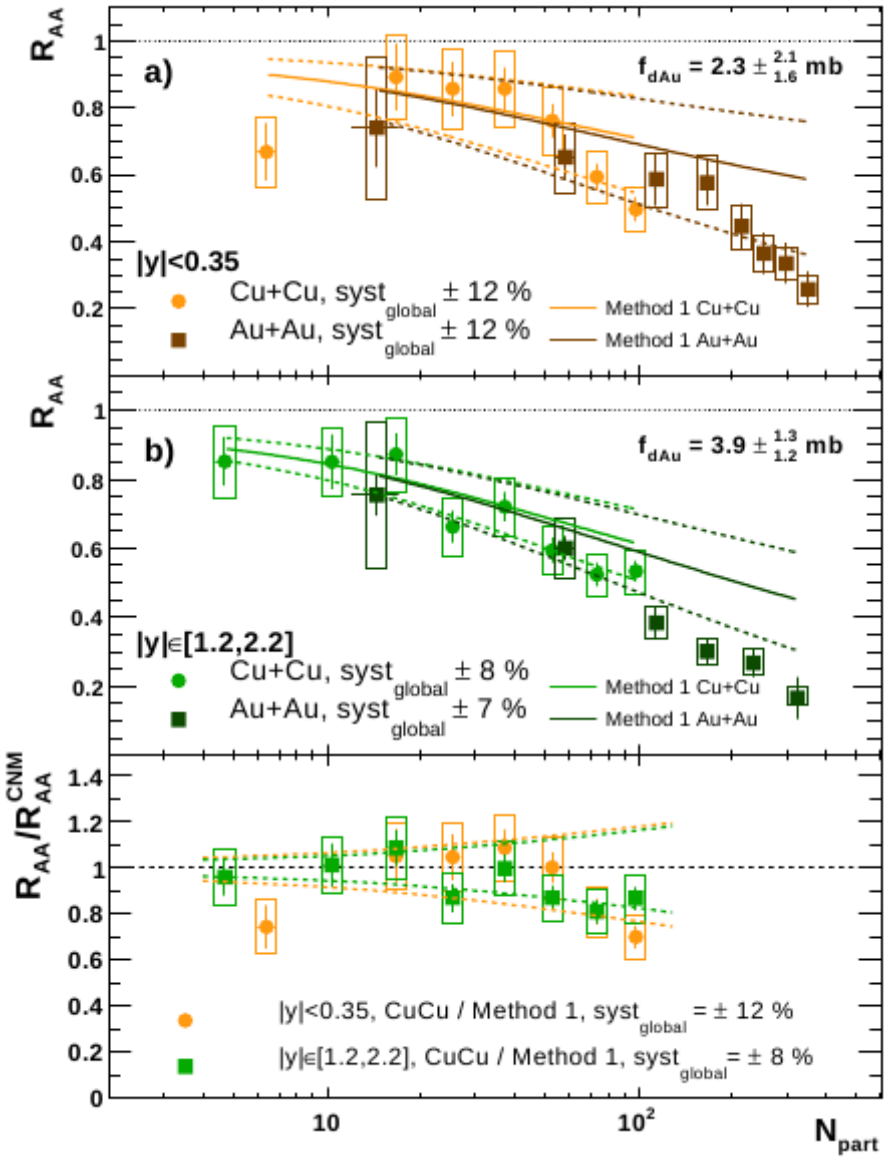

Figure 4.12: Facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de N_{part} pour des collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV. Le panneau du haut correspond aux mesures réalisées à rapidité nulle ($|y| < 0.35$); le panneau du milieu aux mesures réalisées vers l'avant ($1.2 < |y| < 2.2$) et le panneau du bas correspond au rapport entre le R_{AA} du J/ψ mesuré et le rapport attendu par extrapolation des effets nucléaires froids uniquement [44].

4.3.2 Soustraction des effets nucléaires froids

Les facteurs de modification nucléaire du J/ψ mesurés dans des collisions Au + Au et Cu + Cu ont été comparés aux résultats obtenus dans des collisions d + Au et correspondant aux effets nucléaires froids pour les données enregistrées à la fois en 2003 et en 2008.

La comparaison aux données 2003 est illustrée sur la figure 4.12. La suppression du J/ψ observée dans des collisions Cu + Cu est compatible avec les effets nucléaires froids extrapolés à partir des résultats d + Au dans la limite des incertitudes statistiques et systématiques pour toutes les valeurs de centralité. Dans les collisions Au + Au les plus centrales ($N_{\text{part}} > 100$), la suppression du J/ψ observée est plus grande que celle attendue en ne prenant en compte que les effets froids, surtout pour les valeurs obtenues à rapidité positive.

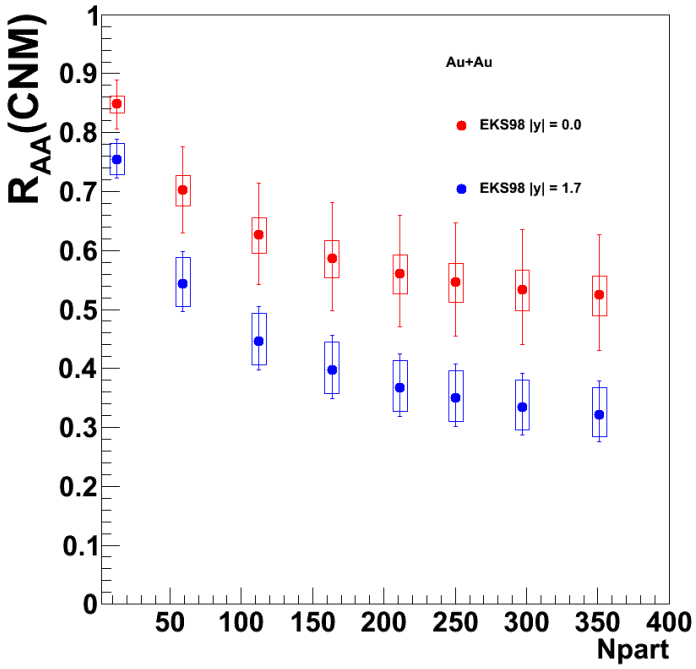

Figure 4.13: Effets nucléaires froids extrapolés à des collisions Au + Au obtenus à l'aide des données d + Au de 2008 pour deux intervalles en rapidité [64].

Les données d + Au obtenues en 2008 représentent une augmentation de la luminosité d'un facteur 40 environ, par rapport aux données 2003. Elles permettent une estimation et une extrapolation plus précise des effets nucléaires froids. Le facteur de modification nucléaire attendu pour des collisions Au + Au en ne prenant en compte que ces effets froids et obtenu avec ces données 2008 est représenté sur la figure 4.13. On constate que les effets nucléaires froids extrapolés sont plus importants à rapidité positive qu'à rapidité nulle, ce qui est une conséquence directe de la suppression importante observée à rapidité positive dans les collision d + Au due soit au shadowing, soit à des effets de saturation de gluons de type Color Glass Condensate. Pour les collisions le plus centrales, la suppression de la production de J/ψ due aux effets nucléaires froids contribue pour plus de 50% à la suppression observée expérimentalement (figure 4.11).

La figure 4.14 représente le rapport entre le facteur de modification nucléaire mesuré dans des

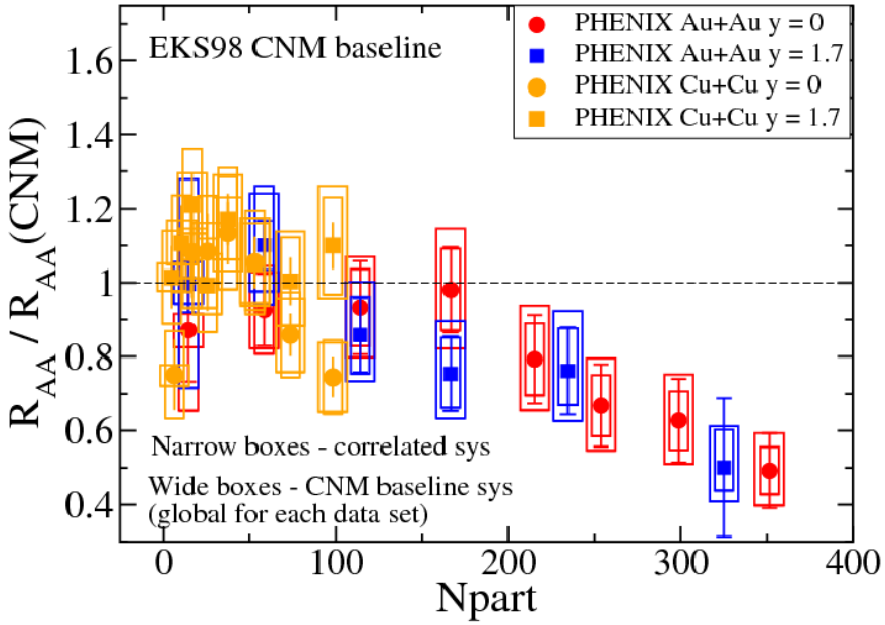

Figure 4.14: Rapport entre le facteur de modification nucléaire du J/ψ mesuré dans des collisions Cu + Cu et Au + Au et le facteur de modification attendu si ne sont considérés que des effets nucléaires froids [64].

collisions Cu + Cu et Au + Au et le facteur de modification nucléaire estimé correspondant aux effets froids uniquement, pour les deux intervalles en rapidité mesurés par PHENIX, en fonction de N_{part}. Ce rapport représente les effets sur la production du J/ψ attribuables à la possible formation d'un QGP. Une déviation significative par rapport à l'unité est visible pour les deux domaines en rapidité mesurés pour $N_{\text{part}} > 200$. Par ailleurs, on constate que les différences observées entre les deux domaines en rapidité sur la figure 4.11 ont été absorbées par la prise en compte des effets nucléaires froids et que les deux jeux de mesure présentent un comportement identique, dans la limite de leurs incertitudes respectives, lorsque la centralité des collisions augmente.

4.3.3 Comparaison à certains modèles théoriques

L'étude de la production du méson J/ψ dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV enregistrées par PHENIX pendant la prise de données 2007 (annexe F) a confirmé les résultats obtenus au cours de l'année 2004 (annexe E). Le volume de données enregistré est environ trois fois plus important qu'en 2004 ce qui a permis de réduire les incertitudes statistiques de la mesure, d'utiliser un plus grand nombre d'intervalles en centralité et de mesurer le facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de son impulsion transverse.

Ces résultats expérimentaux sont comparés aux trois calculs théoriques suivant:

- un calcul réalisé dans le cadre du Color Glass Condensate [65], qui permet de reproduire de façon raisonnable les valeurs de R_{AA} en fonction de la centralité des collisions, et notamment

l'observation d'une suppression plus grande à rapidité positive qu'à rapidité nulle. Ce modèle n'inclue pas d'effets chauds dus à la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Il possède cependant un paramètre de normalisation arbitraire, qui est ajusté aux données obtenues à rapidité nulle dans les collisions Au + Au les plus centrales. Du fait de ce facteur de normalisation, ce modèle n'est en réalité pas en mesure de prédire l'amplitude de la suppression du J/ψ mais uniquement sa dépendance en fonction de la rapidité du J/ψ et de la centralité des collisions. Des calculs plus récents sont en mesures de calculer ce facteur de normalisation de façon absolue et de s'affranchir de l'ajustement aux données [66]. La conclusion est qu'il n'est pas possible pour ce type de calcul de reproduire la suppression observée expérimentalement et que des effets supplémentaires *chauds* doivent être pris en compte.

- un calcul réalisé dans le cadre d'un modèle d'interaction avec les particules *co-voyageurs* [67, 68] (paragraphe 1.2.4). Ce calcul parvient à reproduire l'amplitude de la suppression du J/ψ observée expérimentalement, mais pas la différence entre les résultats obtenus à rapidité nulle et ceux obtenus à rapidité positive. Cela provient du fait que la densité de *co-voyageurs* est plus importante à rapidité nulle ce qui résulte en une suppression plus grande qu'à rapidité positive, ce que l'ajout d'effets nucléaires froids ne parvient pas contrebalancer.

- un calcul réalisé dans le cadre d'un modèle décrivant de façon détaillée le transport des paires de quarks $c\bar{c}$ et des J/ψ dans le milieu crée lors de la collision d'ions lourds [69] et cherchant à inclure tous les effets connus à ce jour (paragraphes 1.2.3 et 1.2.4): effets nucléaire froids, suppression par écrantage de couleur basée sur les résultats obtenus par une analyse QCD sur réseau, production de J/ψ secondaires par coalescence de paires de quarks charme décorrélés, contribution des particules J/ψ provenant de la décroissance de mésons B, interaction du J/ψ (ou de son état pré-résonnant) avec le gaz de hadrons présent après refroidissement du plasma et transition de phase (inverse) vers la matière nucléaire normale. Un tel calcul est capable de reproduire ne serait-ce que qualitativement les mesures expérimentales, ce qui est détaillé dans le prochain paragraphe.

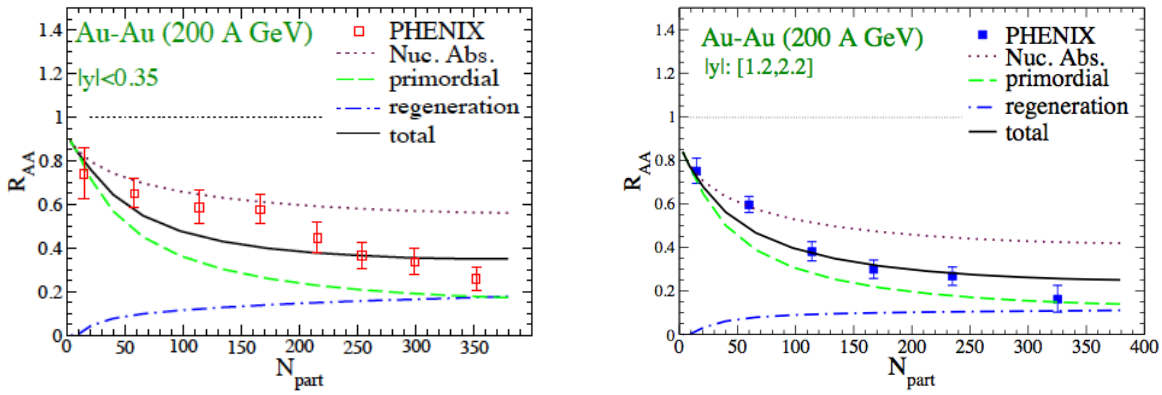

Figure 4.15: Facteur de modification nucléaire du J/ψ dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$ = 200 GeV à rapidité nulle (panneau de gauche) et à rapidité positive (panneau de droite) en fonction du nombre de nucléons participant à la collision N_{part}. Les courbes correspondent à un calcul théorique détaillé dans le texte [70].

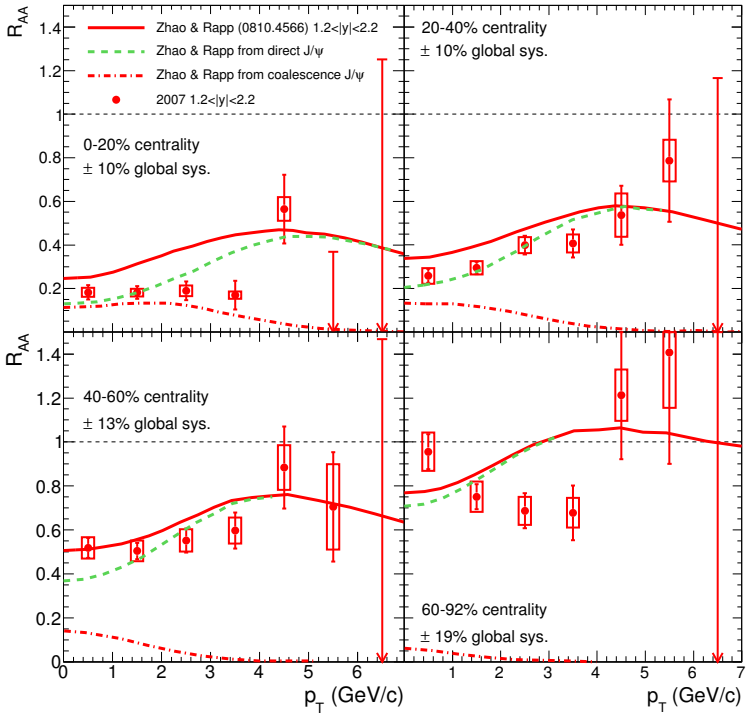

Figure 4.16: Facteur de modification nucléaire du J/ψ dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} =$ 200 GeV à rapidité positive ($1.2 < |y| < 2.2$) en fonction de l'impulsion transverse du J/ψ pour quatre intervalles en centralité. Les courbes correspondent à un calcul théorique détaillé dans le texte [70].

Les résultats du calcul correspondant au modèle de transports des quarks charme et du J/ψ dans le milieu sont illustrés sur la figure 4.15 en fonction de la centralité des collisions et pour deux intervalles en rapidité, ainsi que sur la figure 4.16 en fonction de l'impulsion transverse des J/ψ produits à rapidité positive et pour plusieurs intervalles en centralité. On constate un accord qualitatif raisonnable entre les données et le calcul, ceci pour les deux domaines en rapidités mesurés. La différence entre la suppression observée à rapidité positive et celle observée à rapidité nulle tient principalement des effets nucléaires froids, ce qui est cohérent avec les extrapolations présentées dans le paragraphe 4.3.2. La contribution des J/ψ provenant de la recombinaison de paires $c\bar{c}$ correspond à environ 50 % des J/ψ détectés dans les collisions les plus centrales. Elle est approximativement identique pour les deux domaines en rapidité. Sur la figure 4.16, on constate que l'effet de la recombinaison n'a par ailleurs de rôle significatif que pour les J/ψ de petite impulsion transverse ($p_{\mathrm{T}} < 3$ GeV/c).

4.3.4 Mesure du paramètre de flot elliptique v_2 du J/ψ dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV

La mesure du paramètre d'asymétrie azimutale de production du J/ψ, v_2, également appelé flot elliptique, a été proposée pour mettre en évidence l'existence de J/ψ *secondaires* formés par coalescence de quarks c et $\bar{c}$ décorrélés issus du milieu chaud produit lors de collisions Au + Au

et venant en partie compenser la suppression des J/ψ *directs* par effet d'écrantage de couleur, de façon à expliquer l'observation, alors inattendue d'un point de vue théorique, d'une suppression de la production du J/ψ plus grande à rapidité positive qu'à rapidité nulle pour les collisions Au + Au les plus centrales à RHIC (figure 4.11). Le même argument de densité d'énergie servant à expliquer une suppression plus grande des J/ψ *directs* à rapidité nulle qu'à rapidité positive, non confirmée expérimentalement, peut en effet être utilisé pour justifier une production plus importantes de J/ψ *secondaires* à rapidité nulle, de façon à reproduire la tendance observée dans les mesures. Dans ce contexte, une valeur petite mais non nulle de v_2 est attendue pour les J/ψ produits par coalescence, en conséquence de la valeur non nulle du paramètre v_2 mesurée de façon indépendante pour les mésons D [71] et attribuée aux quarks c les constituant. La production de J/ψ *directs* au contraire, ne devrait exhiber aucune asymétrie azimutale, dans la mesure où celle-ci a lieu aux tous premiers instants de la collision.

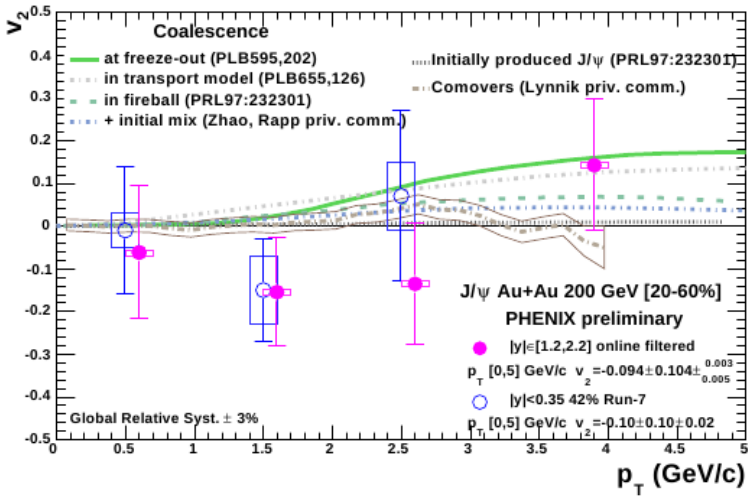

Figure 4.17: Facteur d'asymétrie azimutale v_2 de production du J/ψ dans des collisions Au + Au semi-centrales (20-60 %) à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV, en fonction de l'impulsion transverse du J/ψ, pour deux domaines en rapidité. Les courbes correspondent à des calculs théoriques détaillés dans le texte [72].

Les résultats de la mesure par PHENIX du paramètre de flot elliptique du J/ψ dans des collisions Au + Au semi-centrales (20-60 %) sont présentés sur la figure 4.17 en fonction de l'impulsion transverse du J/ψ à rapidité nulle ($|y| < 0.5$) et à rapidité positive ($1.2 < |y| < 2.4$). Ils sont comparés à plusieurs calculs théoriques qui diffèrent principalement par la proportion de J/ψ *secondaires* produits dans l'état final, ainsi que par le mécanisme de coalescence des quarks c et $\bar{c}$ qui en sont à l'origine. On constate qu'une valeur significativement non nulle de v_2 n'est prédite que pour les grandes valeurs d'impulsion transverse du J/ψ. Par ailleurs, la valeur maximale atteinte par v_2 varie de quelques pour cents à 15-20 % selon les modèles. Les résultats expérimentaux n'exhibent quant à eux aucune déviation significative par rapport à zéro mais l'amplitude des incertitudes statistiques ne permet ni de confirmer ni d'infirmer aucun des modèles.

Des mesures plus précises de la même quantité ont depuis été réalisées par l'expérience STAR, qui confirment l'absence de flot elliptique du J/ψ dans les conditions de RHIC [73]. Par ailleurs, comme indiqué dans le paragraphe 4.3.3, des calculs plus complets ont été en mesure de reproduire de façon raisonnable les facteurs de modifications nucléaires observés par PHENIX dans les deux

domaines en rapidité. La part jouée par les J/ψ issus de la coalescence de quarks $c\bar{c}$ dans de tels modèles n'est significative qu'à petite impulsion transverse, et leur contribution au flot elliptique total du J/ψ est nulle dans le domaine en impulsion transverse pour lequel un flot elliptique significatif est observé pour les mésons D.

4.3.5 Comparaison aux résultats du SPS

La comparaison des résultats obtenus à RHIC avec ceux obtenus au SPS (notamment par les expériences NA50 et NA60) est délicate dans la mesure où 1) les effets nucléaires froids qu'il faut soustraire des résultats obtenus dans les collisions A + A sont différents du fait de la différence d'énergie des collisions 2) les domaines en rapidité couverts par les mesures et les domaines en x, la fraction de l'impulsion du nucléon portée par les partons à l'origine du J/ψ, sont également différents 3) le choix de la variable appropriée pour réaliser cette comparaison en fonction de la nature, de l'énergie, et de la centralité des collisions est encore débattu d'un point de vue théorique. Un choix naturel consisterait à utiliser la densité d'énergie maximale atteinte lors de la collision, quantité qui n'est malheureusement pas mesurable directement de façon expérimentale.

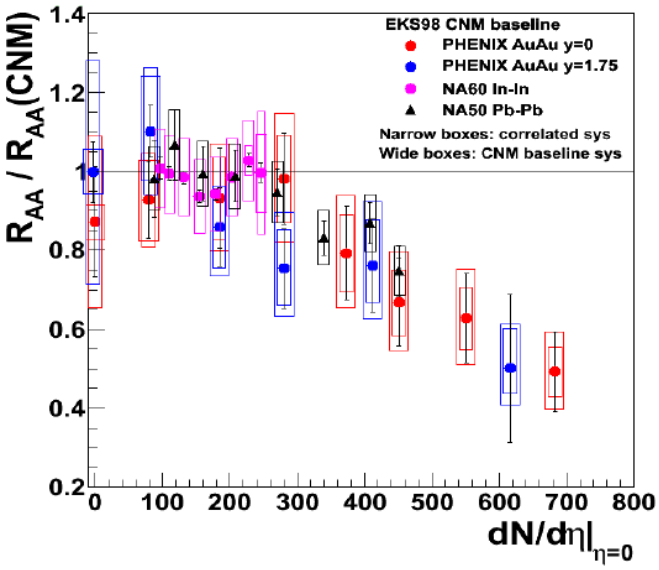

Figure 4.18: Rapport entre le facteur de modification nucléaire du J/ψ mesuré dans des collisions Au + Au (à RHIC), Pb + Pb et In + In (au SPS) et le facteur de modification attendu si ne sont considérés que des effets nucléaires froids, en fonction du nombre de particules chargées produites à rapidité nulle par unité de pseudo-rapidité.

La figure 4.18 présente l'une des tentatives de comparaison des résultats obtenus à RHIC avec ceux du SPS. Pour les résultats de PHENIX, les rapports entre taux de productions de J/ψ mesurés et taux de productions attendus, dus aux effets nucléaires froids, sont les mêmes que sur la figure 4.14. Les résultats du SPS sont issus de [74]. La variable utilisée pour l'axe des abscisses est le nombre de particules chargées mesurées dans l'état final des collisions, par unité de pseudo rapidité, à rapidité nulle. Dans le cadre du formalisme de Bjorken décrit en introduction (paragraphe 1.1.3), cette grandeur peut être reliée au produit $\tau\varepsilon$ du temps caractéristique de formation d'un QGP et de la densité d'énergie maximale atteinte dans la collision. Dans la mesure où il est peu probable que la valeur de τ (qui ne peut être mesurée de façon directe) soit

identique aux énergies du SPS et de RHIC, il est délicat de tirer une conclusion solide de cette comparaison.

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

5.1 Production de J/ψ à RHIC

La production du méson J/ψ a été étudiée de façon extensive à RHIC dans des collisions $p+p$, $d+\mathrm{A}$ et $\mathrm{A}+\mathrm{A}$ avec les objectifs suivants:

- améliorer notre compréhension des mécanismes de production du J/ψ via l'interaction de deux partons aux premiers instants d'une collision nucléon-nucléon;
- quantifier les effets nucléaires *froids* affectant la production du J/ψ dans l'environnement nucléaire caractéristique de collisions d'ions lourds;
- quantifier les effets nucléaires *chauds* attribuables à la formation d'un plasma de quarks et de gluons et permettant éventuellement de comprendre les propriétés d'un tel plasma.

L'expérience PHENIX a ceci d'unique à RHIC qu'elle permet de mesurer la production de J/ψ à la fois à rapidité nulle ($|y| < 0.35$) et à rapidité positive ($1.2 < |y| < 2.2$). J'ai contribué de façon significative à tous les aspects de cette mesure, que ce soit en terme de maintenance du détecteur, de développement des algorithmes de reconstruction des trajectoires, d'amélioration des performances de cette reconstruction[(1)] et d'analyse des données.

Il est possible de tirer les conclusions suivantes de ces mesures:

- les mesures de la production du J/ψ dans des collisions $p+p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV sont à présent suffisamment précises pour pouvoir confirmer ou au contraire mettre en défaut certains des modèles théoriques des mécanismes de cette production. Les calculs réalisés dans le cadre du Color Octet Model et du Color Evaporation Model sont en bon accord avec les données. Ce n'est pas le cas des calculs réalisés dans le cadre du Color Singlet Model à l'ordre dominant. Il faut ajouter des contributions provenant des ordres supérieurs pour parvenir à un accord raisonnable avec les mesures, mais les incertitudes théoriques deviennent alors très importante. Cependant, certaines mesures manquent encore. C'est le cas notamment de la

[(1)] ceci inclut notamment l'alignement des détecteurs, c'est à dire la connaissance, au niveau de l'analyse, de leur position réelle, sujet non abordé dans ce document.

mesure précise des paramètres de polarisation du J/ψ, nécessaires notamment à l'estimation précise des corrections d'acceptance et d'efficacité, mais également comme moyen de tester la validité des différents modèles de production du J/ψ proposés, ou de la mesure de la fraction des J/ψ provenant de la désintégration des états liés $c\bar{c}$ excités (ψ' et χ_c) et des mésons B;

- une modification importante de la production de J/ψ dans des collisions d'ions lourds par rapport à sa production dans des collisions $p + p$ a été mise en évidence expérimentalement, dans des conditions ne permettant pas la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Ces modifications ont plusieurs origines, appelés *effets froids*, dont la nature et l'amplitude reste à ce jour encore peu contraintes. Les modèles proposés pour calculer ces effets froids ne sont pas capables de reproduire l'ensemble des résultats expérimentaux disponibles de façon cohérente et il est nécessaire d'avoir recours à des paramétrisations empiriques, au moyen par exemple d'une section efficace de dissociation des J/ψ *effective*, dont la valeur dépend de la rapidité du J/ψ;

- une suppression de la production des J/ψ est également observée dans les collisions Au + Au les plus centrales, qu'il n'est pas possible d'expliquer uniquement au moyen des effets nucléaires froids mesurés dans des collisions $d + \mathrm{Au}$. L'excès de la suppression mesurée dans de telles conditions est par conséquent attribué à la formation d'un milieu chaud et dense lors de ces collisions, identifié au plasma de quarks et de gluons. Les résultats obtenus à RHIC peuvent être reproduits, ne serait-ce que de façon qualitative, par plusieurs calculs théoriques incluant un grand nombre d'effets, à la fois froids et chauds, dont certains se compensent partiellement. Il faudra réaliser de plus nombreuses mesures pour pouvoir mieux contraindre expérimentalement l'amplitude relative de ces différents effets. Cela inclut notamment la mesure plus précise du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de son impulsion transverse, l'étude des états excités ψ' et χ_c et la mesure de ces même quantités à d'autres énergies.

5.2 Production de J/ψ et de Υ au LHC

L'expérience ALICE [75] est l'expérience du Large Hadron Collider, au CERN, dédiée à l'étude de la formation d'un plasma de quarks et de gluons dans des collisions d'ions lourds ultra-relativistes à une énergie par collision nucléon-nucléon dans le référentiel du centre de masse plus élevée que celle de RHIC de plus d'un ordre de grandeur. Son dispositif expérimental présente de nombreuses similitudes avec ceux des expériences STAR et PHENIX à RHIC. ALICE possède notamment un bras muon permettant de mesurer la production de mésons lourds, tels que le J/ψ, le ψ', le χ_c ainsi que les mésons de la famille du Υ à partir d'une impulsion transverse nulle et dans le domaine en rapidité $2.5 < y < 4$.

Pendant les années 2010 et 2011, ALICE a enregistré des données dans des collisions $p + p$ aux énergies $\sqrt{s} = 7$ TeV et 2.76 TeV, ainsi que des collisions $\mathrm{Pb} + \mathrm{Pb}$ à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2.76$ TeV. Parmi les résultats obtenus concernant la production de J/ψ dans de telles collisions on peut citer:

- la mesure de la section efficace différentielle de production de J/ψ en fonction de sa rapidité et de son impulsion transverse pour des collisions $p + p$ [76, 77];

- la mesure des paramètres de polarisation du J/ψ dans des collisions $p+p$ en fonction de son impulsion transverse [78];

- la mesure de la multiplicité relative de la production de J/ψ en fonction de la multiplicité relative de production de particules chargées à rapidité nulle dans des collisions $p+p$ [79];

- la mesure du facteur de modification nucléaire du J/ψ dans des collisions Pb + Pb [80].

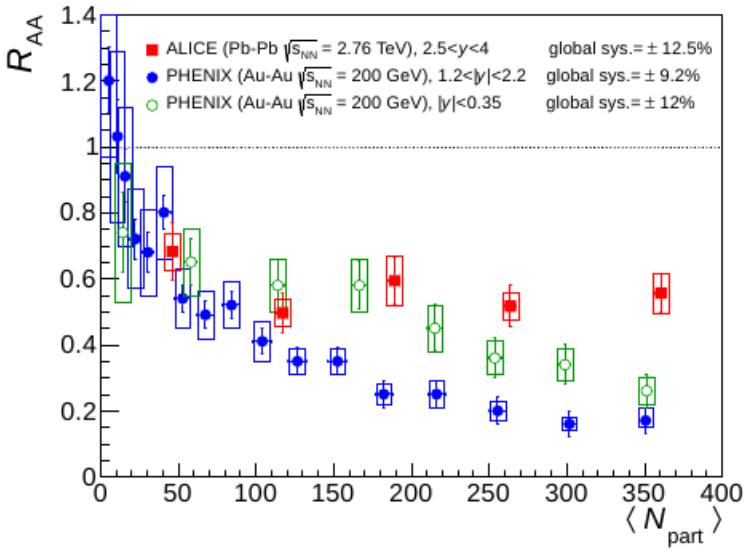

Figure 5.1: Facteur de modification nucléaire du J/ψ dans des collisions d'ions lourds relativistes en fonction du nombre de nucléons participant N_{part}, pour des collisions Pb + Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} =$ 2.76 TeV et pour des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV, dans deux domaines en rapidité [80].

La figure 5.1 présente le facteur de modification nucléaire du J/ψ mesuré par ALICE à rapidité positive dans des collisions Pb + Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV en fonction du nombre de nucléons participants [80], comparé aux résultats de PHENIX mesurés dans des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV [70] (Annexe F). Une suppression plus petite est mesurée au LHC qu'à RHIC, pour toutes les valeurs de N_{part} et en particulier pour les collisions les plus centrales. Cette propriété pourrait être attribuée à la présence d'un plus grand nombre de J/ψ provenant de la coalescence de quarks charme décorrélés 1.2.4. Cependant, il est délicat de comparer ces deux jeux de résultats dans la mesure où les effets nucléaires froids (paragraphe 1.2.3) sont différents entre les deux expériences (du fait de la différence d'énergie). Notamment on s'attend à un effet plus grand du aux modifications nucléaires des fonctions de distribution de partons au LHC qu'à RHIC, mais à un effet plus petit du à l'absorption nucléaire. Par ailleurs, comme pour la comparaison des résultats obtenus à RHIC avec ceux du SPS (paragraphe 4.3.5), le choix de la variable appropriée pour réaliser la comparaison des résultats obtenus au LHC avec ceux de RHIC est également encore débattu à ce jour.

ALICE n'a pas encore publié à ce jour de résultats concernant la production de Υ dans des collisions Pb + Pb (principalement faute de statistique). On peut cependant citer deux résultats de l'expérience CMS [81], le premier mettant en évidence une suppression relative des mésons Υ2S par rapport aux mésons Υ1S [82]; le second mettant en évidence une suppression de la

résonance Υ1S pour les petites impulsions transverses [83], tous deux dans des collisions Pb + Pb à $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 2.76$ TeV.

Annexe A

J/ψ Production vs Transverse Momentum and Rapidity in $p+p$ Collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV

J/ψ Production vs Transverse Momentum and Rapidity in p+p Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV

A. Adare,[8] S. Afanasiev,[22] C. Aidala,[9] N.N. Ajitanand,[48] Y. Akiba,[42,43] H. Al-Bataineh,[37] J. Alexander,[48] K. Aoki,[27,42] L. Aphecetche,[50] R. Armendariz,[37] S.H. Aronson,[3] J. Asai,[43] E.T. Atomssa,[28] R. Averbeck,[49] T.C. Awes,[38] B. Azmoun,[3] V. Babintsev,[18] G. Baksay,[14] L. Baksay,[14] A. Baldisseri,[11] K.N. Barish,[4] P.D. Barnes,[30] B. Bassalleck,[36] S. Bathe,[4] S. Batsouli,[38] V. Baublis,[41] A. Bazilevsky,[3] S. Belikov,[3] R. Bennett,[49] Y. Berdnikov,[45] A.A. Bickley,[8] J.G. Boissevain,[30] H. Borel,[11] K. Boyle,[49] M.L. Brooks,[30] H. Buesching,[3] V. Bumazhnov,[18] G. Bunce,[3,43] S. Butsyk,[30,49] S. Campbell,[49] B.S. Chang,[57] J.-L. Charvet,[11] S. Chernichenko,[18] J. Chiba,[23] C.Y. Chi,[9] M. Chiu,[19] I.J. Choi,[57] T. Chujo,[54] P. Chung,[48] A. Churyn,[18] V. Cianciolo,[38] C.R. Cleven,[16] B.A. Cole,[9] M.P. Comets,[39] P. Constantin,[30] M. Csanád,[13] T. Csörgő,[24] T. Dahms,[49] K. Das,[15] G. David,[3] M.B. Deaton,[1] K. Dehmelt,[14] H. Delagrange,[50] A. Denisov,[18] D. d'Enterria,[9] A. Deshpande,[43,49] E.J. Desmond,[3] O. Dietzsch,[46] A. Dion,[49] M. Donadelli,[46] O. Drapier,[28] A. Drees,[49] A.K. Dubey,[56] A. Durum,[18] V. Dzhordzhadze,[4] Y.V. Efremenko,[38] J. Egdemir,[49] F. Ellinghaus,[8] W.S. Emam,[4] A. Enokizono,[29] H. En'yo,[42,43] S. Esumi,[53] K.O. Eyser,[4] D.E. Fields,[36,43] M. Finger,[5,22] M. Finger, Jr.,[5,22] F. Fleuret,[28] S.L. Fokin,[26] Z. Fraenkel,[56] J.E. Frantz,[49] A. Franz,[3] A.D. Frawley,[15] K. Fujiwara,[42] Y. Fukao,[27,42] T. Fusayasu,[35] S. Gadrat,[31] I. Garishvili,[51] A. Glenn,[8] H. Gong,[49] M. Gonin,[28] J. Gosset,[11] Y. Goto,[42,43] R. Granier de Cassagnac,[28] N. Grau,[21] S.V. Greene,[54] M. Grosse Perdekamp,[19,43] T. Gunji,[7] H.-Å. Gustafsson,[32] T. Hachiya,[17] A. Hadj Henni,[50] C. Haegemann,[36] J.S. Haggerty,[3] H. Hamagaki,[7] R. Han,[40] H. Harada,[17] E.P. Hartouni,[29] K. Haruna,[17] E. Haslum,[32] R. Hayano,[7] M. Heffner,[29] T.K. Hemmick,[49] T. Hester,[4] X. He,[16] H. Hiejima,[19] J.C. Hill,[21] R. Hobbs,[36] M. Hohlmann,[14] W. Holzmann,[48] K. Homma,[17] B. Hong,[25] T. Horaguchi,[42,52] D. Hornback,[51] T. Ichihara,[42,43] K. Imai,[27,42] M. Inaba,[53] Y. Inoue,[44,42] D. Isenhower,[1] L. Isenhower,[1] M. Ishihara,[42] T. Isobe,[7] M. Issah,[48] A. Isupov,[22] B.V. Jacak,[49] J. Jia,[9] J. Jin,[9] O. Jinnouchi,[43] B.M. Johnson,[3] K.S. Joo,[34] D. Jouan,[39] F. Kajihara,[7] S. Kametani,[7,55] N. Kamihara,[42] J. Kamin,[49] M. Kaneta,[43] J.H. Kang,[57] H. Kanou,[42,52] D. Kawall,[43] A.V. Kazantsev,[26] A. Khanzadeev,[41] J. Kikuchi,[55] D.H. Kim,[34] D.J. Kim,[57] E. Kim,[47] E. Kinney,[8] A. Kiss,[13] E. Kistenev,[3] A. Kiyomichi,[42] J. Klay,[29] C. Klein-Boesing,[33] L. Kochenda,[41] V. Kochetkov,[18] B. Komkov,[41] M. Konno,[53] D. Kotchetkov,[4] A. Kozlov,[56] A. Král,[10] A. Kravitz,[9] J. Kubart,[5,20] G.J. Kunde,[30] N. Kurihara,[7] K. Kurita,[44,42] M.J. Kweon,[25] Y. Kwon,[51,57] G.S. Kyle,[37] R. Lacey,[48] Y.-S. Lai,[9] J.G. Lajoie,[21] A. Lebedev,[21] D.M. Lee,[30] M.K. Lee,[57] T. Lee,[47] M.J. Leitch,[30] M.A.L. Leite,[46] B. Lenzi,[46] T. Liška,[10] A. Litvinenko,[22] M.X. Liu,[30] X. Li,[6] B. Love,[54] D. Lynch,[3] C.F. Maguire,[54] Y.I. Makdisi,[3] A. Malakhov,[22] M.D. Malik,[36] V.I. Manko,[26] Y. Mao,[40,42] L. Mašek,[5,20] H. Masui,[53] F. Matathias,[9] M. McCumber,[49] P.L. McGaughey,[30] Y. Miake,[53] P. Mikeš,[5,20] K. Miki,[53] T.E. Miller,[54] A. Milov,[49] S. Mioduszewski,[3] M. Mishra,[2] J.T. Mitchell,[3] M. Mitrovski,[48] A. Morreale,[4] D.P. Morrison,[3] T.V. Moukhanova,[26] D. Mukhopadhyay,[54] J. Murata,[44,42] S. Nagamiya,[23] Y. Nagata,[53] J.L. Nagle,[8] M. Naglis,[56] I. Nakagawa,[42,43] Y. Nakamiya,[17] T. Nakamura,[17] K. Nakano,[42,52] J. Newby,[29] M. Nguyen,[49] B.E. Norman,[30] A.S. Nyanin,[26] E. O'Brien,[3] S.X. Oda,[7] C.A. Ogilvie,[21] H. Ohnishi,[42] H. Okada,[27,42] K. Okada,[43] M. Oka,[53] O.O. Omiwade,[1] A. Oskarsson,[32] M. Ouchida,[17] K. Ozawa,[7] R. Pak,[3] D. Pal,[54] A.P.T. Palounek,[30] V. Pantuev,[49] V. Papavassiliou,[37] J. Park,[47] W.J. Park,[25] S.F. Pate,[37] H. Pei,[21] J.-C. Peng,[19] H. Pereira,[11] V. Peresedov,[22] D.Yu. Peressounko,[26] C. Pinkenburg,[3] M.L. Purschke,[3] A.K. Purwar,[30] H. Qu,[16] J. Rak,[36] A. Rakotozafindrabe,[28] I. Ravinovich,[56] K.F. Read,[38,51] S. Rembeczki,[14] M. Reuter,[49] K. Reygers,[33] V. Riabov,[41] Y. Riabov,[41] G. Roche,[31] A. Romana,[28,*] M. Rosati,[21] S.S.E. Rosendahl,[32] P. Rosnet,[31] P. Rukoyatkin,[22] V.L. Rykov,[42] B. Sahlmueller,[33] N. Saito,[27,42,43] T. Sakaguchi,[3] S. Sakai,[53] H. Sakata,[17] V. Samsonov,[41] S. Sato,[23] S. Sawada,[23] J. Seele,[8] R. Seidl,[19] V. Semenov,[18] R. Seto,[4] D. Sharma,[56] I. Shein,[18] A. Shevel,[41,48] T.-A. Shibata,[42,52] K. Shigaki,[17] M. Shimomura,[53] K. Shoji,[27,42] A. Sickles,[49] C.L. Silva,[46] D. Silvermyr,[38] C. Silvestre,[11] K.S. Sim,[25] C.P. Singh,[2] V. Singh,[2] S. Skutnik,[21] M. Slunečka,[5,22] A. Soldatov,[18] R.A. Soltz,[29] W.E. Sondheim,[30] S.P. Sorensen,[51] I.V. Sourikova,[3] F. Staley,[11] P.W. Stankus,[38] E. Stenlund,[32] M. Stepanov,[37] A. Ster,[24] S.P. Stoll,[3] T. Sugitate,[17] C. Suire,[39] J. Sziklai,[24] T. Tabaru,[43] S. Takagi,[53] E.M. Takagui,[46] A. Taketani,[42,43] Y. Tanaka,[35] K. Tanida,[42,43] M.J. Tannenbaum,[3] A. Taranenko,[48] P. Tarján,[12] T.L. Thomas,[36] M. Togawa,[27,42] A. Toia,[49] J. Tojo,[42] L. Tomášek,[20] H. Torii,[42] R.S. Towell,[1] V-N. Tram,[28] I. Tserruya,[56] Y. Tsuchimoto,[17] C. Vale,[21] H. Valle,[54] H.W. van Hecke,[30] J. Velkovska,[54] R. Vertesi,[12] A.A. Vinogradov,[26] M. Virius,[10] V. Vrba,[20] E. Vznuzdaev,[41] M. Wagner,[27,42] D. Walker,[49] X.R. Wang,[37] Y. Watanabe,[42,43] J. Wessels,[33] S.N. White,[3] D. Winter,[9] C.L. Woody,[3] M. Wysocki,[8]

arXiv:hep-ex/0611020v1 12 Nov 2006

W. Xie,[43] Y. Yamaguchi,[55] A. Yanovich,[18] Z. Yasin,[4] J. Ying,[16] S. Yokkaichi,[42,43] G.R. Young,[38] I. Younus,[36] I.E. Yushmanov,[26] W.A. Zajc,[9,†] O. Zaudtke,[33] C. Zhang,[38] S. Zhou,[6] J. Zimányi,[24,*] and L. Zolin[22]

(PHENIX Collaboration)

[1]*Abilene Christian University, Abilene, TX 79699, U.S.*
[2]*Department of Physics, Banaras Hindu University, Varanasi 221005, India*
[3]*Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, U.S.*
[4]*University of California - Riverside, Riverside, CA 92521, U.S.*
[5]*Charles University, Ovocný trh 5, Praha 1, 116 36, Prague, Czech Republic*
[6]*China Institute of Atomic Energy (CIAE), Beijing, People's Republic of China*
[7]*Center for Nuclear Study, Graduate School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan*
[8]*University of Colorado, Boulder, CO 80309, U.S.*
[9]*Columbia University, New York, NY 10027 and Nevis Laboratories, Irvington, NY 10533, U.S.*
[10]*Czech Technical University, Zikova 4, 166 36 Prague 6, Czech Republic*
[11]*Dapnia, CEA Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette, France*
[12]*Debrecen University, H-4010 Debrecen, Egyetem tér 1, Hungary*
[13]*ELTE, Eötvös Loránd University, H - 1117 Budapest, Pázmány P. s. 1/A, Hungary*
[14]*Florida Institute of Technology, Melbourne, FL 32901, U.S.*
[15]*Florida State University, Tallahassee, FL 32306, U.S.*
[16]*Georgia State University, Atlanta, GA 30303, U.S.*
[17]*Hiroshima University, Kagamiyama, Higashi-Hiroshima 739-8526, Japan*
[18]*IHEP Protvino, State Research Center of Russian Federation, Institute for High Energy Physics, Protvino, 142281, Russia*
[19]*University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL 61801, U.S.*
[20]*Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Na Slovance 2, 182 21 Prague 8, Czech Republic*
[21]*Iowa State University, Ames, IA 50011, U.S.*
[22]*Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow Region, Russia*
[23]*KEK, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan*
[24]*KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics of the Hungarian Academy of Sciences (MTA KFKI RMKI), H-1525 Budapest 114, POBox 49, Budapest, Hungary*
[25]*Korea University, Seoul, 136-701, Korea*
[26]*Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*
[27]*Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan*
[28]*Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS-IN2P3, Route de Saclay, F-91128, Palaiseau, France*
[29]*Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, U.S.*
[30]*Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, U.S.*
[31]*LPC, Université Blaise Pascal, CNRS-IN2P3, Clermont-Fd, 63177 Aubiere Cedex, France*
[32]*Department of Physics, Lund University, Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden*
[33]*Institut für Kernphysik, University of Muenster, D-48149 Muenster, Germany*
[34]*Myongji University, Yongin, Kyonggido 449-728, Korea*
[35]*Nagasaki Institute of Applied Science, Nagasaki-shi, Nagasaki 851-0193, Japan*
[36]*University of New Mexico, Albuquerque, NM 87131, U.S.*
[37]*New Mexico State University, Las Cruces, NM 88003, U.S.*
[38]*Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, U.S.*
[39]*IPN-Orsay, Universite Paris Sud, CNRS-IN2P3, BP1, F-91406, Orsay, France*
[40]*Peking University, Beijing, People's Republic of China*
[41]*PNPI, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Leningrad region, 188300, Russia*
[42]*RIKEN, The Institute of Physical and Chemical Research, Wako, Saitama 351-0198, Japan*
[43]*RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, U.S.*
[44]*Physics Department, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan*
[45]*Saint Petersburg State Polytechnic University, St. Petersburg, Russia*
[46]*Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Caixa Postal 66318, São Paulo CEP05315-970, Brazil*
[47]*System Electronics Laboratory, Seoul National University, Seoul, South Korea*
[48]*Chemistry Department, Stony Brook University, Stony Brook, SUNY, NY 11794-3400, U.S.*
[49]*Department of Physics and Astronomy, Stony Brook University, SUNY, Stony Brook, NY 11794, U.S.*
[50]*SUBATECH (Ecole des Mines de Nantes, CNRS-IN2P3, Université de Nantes) BP 20722 - 44307, Nantes, France*
[51]*University of Tennessee, Knoxville, TN 37996, U.S.*
[52]*Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Oh-okayama, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan*
[53]*Institute of Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan*
[54]*Vanderbilt University, Nashville, TN 37235, U.S.*
[55]*Waseda University, Advanced Research Institute for Science and Engineering, 17 Kikui-cho, Shinjuku-ku, Tokyo 162-0044, Japan*
[56]*Weizmann Institute, Rehovot 76100, Israel*
[57]*Yonsei University, IPAP, Seoul 120-749, Korea*

(Dated: February 7, 2008)

J/ψ production in p+p collisions at $\sqrt{s}$ = 200 GeV has been measured in the PHENIX experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) over a rapidity range of $-2.2 < y < 2.2$ and a transverse momentum range of $0 < p_T < 9$ GeV/c. The statistics available allow a detailed measurement of both the p_T and rapidity distributions and are sufficient to constrain production models. The total cross section times branching ratio determined for J/ψ production is $B_{ll} \cdot \sigma_{pp}^{J/\psi} = 178 \pm 3^{\rm stat} \pm 53^{\rm sys} \pm 18^{\rm norm}$ nb.

PACS numbers: PACS numbers:

J/ψ are produced in hadronic collisions involving hard processes that proceed primarily through diagrams involving gluons, such as gluon-gluon fusion. Once the $c\bar{c}$ pair is produced it must evolve through a hadronization process to form a physical J/ψ. While this production has been extensively studied, the details of the production mechanism and hadronization remain an open question. Attempts at a consistent theoretical description of J/ψ production have been made, but it has proven difficult to reproduce both the observed cross sections and polarization [1, 2, 3, 4]. An additional complication is that nearly 30-40% of the measured J/ψ yield results from feeddown of higher mass states (ψ', χ_c) [5], reducing the observed polarization with respect to that expected from directly produced J/ψ.

The color-singlet model [6], which generates a color singlet $c\bar{c}$ pair in the same quantum state as the J/ψ, underpredicts the measured J/ψ cross section by approximately an order of magnitude [2]. Alternatively, the color-octet model includes color octet $c\bar{c}$ pairs that radiate soft gluons during J/ψ formation [7]. However, the color octet matrix elements are not universal [8] and the predicted transverse J/ψ polarization at high $p_{\rm T}$ is not seen in the data [2, 4]. The color evaporation model, a more phenomenological approach, forms the different charmonium states in proportions determined from experimental data for any $c\bar{c}$ pair that has a mass below the $D\bar{D}$ threshold and predicts no polarization. Finally, a recent perturbative QCD calculation including 3-gluon diagrams is able to successfully reproduce both the observed cross section and polarization results [9].

A fundamental understanding of the J/ψ production process is also critical to defining the configuration of the produced $c\bar{c}$ state since this will have direct implications on the interaction of this state with both cold nuclear matter in proton or deuteron-nucleus collisions and with the high-density partonic matter observed in high-energy heavy-ion collisions. High quality experimental results over wide kinematical and collision energy ranges are required to constrain models and to provide an improved understanding of J/ψ (and other heavy quarkonia) production.

In this paper, J/ψ production in p+p collisions at $\sqrt{s}$ = 200 GeV measured by the PHENIX experiment at RHIC is reported. The J/ψ cross section and transverse momentum distributions are studied in the mid ($|y| \leq 0.35$) and forward ($1.2 < |y| < 2.2$) rapidity regions. The data presented were collected during the 2005 RHIC run and exceed by more than one order of magnitude the previously reported number of J/ψ [10, 11].

A detailed description of the PHENIX experiment is provided in [12]. At mid-rapidity the drift chambers (DC), ring imaging Čerenkov detectors (RICH), and electromagnetic calorimeters (EMCal) are used to detect $J/\psi \to e^+e^-$ decays in two arms each covering $\Delta\phi = 90°$ in azimuth. The muon detectors, consisting of cathode strip tracking chambers in a magnetic field (MuTr) and alternating layers of steel absorber and Iarocci tube planes (MuID), are used to measure $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ at forward and backward rapidities over $\Delta\phi = 360°$.

The data were recorded using a minimum bias trigger that requires at least one hit in each of the beam-beam counters (BBC) at forward and backward rapidity, $3.0 < |\eta| < 3.9$. Di-electron events must pass an additional trigger that consisted of an OR between the level-1 electron and photon triggers. The electron trigger requires matching hits between the EMCal and RICH in a small angular area with a minimum energy deposition of 0.4 GeV in any 2×2 patch of EMCal towers. The photon trigger requires a minimum energy deposition of 1.4 GeV in any 4×4 set of overlapping EMCal towers. A J/ψ trigger efficiency of 96% was achieved within the vertex range $|z_{vtx}| < 30$ cm. Di-muon triggered events were selected using an online level-1 trigger that requires at least two particles penetrate the MuID. One particle must penetrate the entire MuID while the second has a minimum penetration depth of 3 out of the 5 pairs of detector and absorber planes. Approximately 92% of the J/ψ's within $|z_{vtx}| < 30$ cm fulfill this requirement. As part of the reconstruction chain a level-2 filter, which consists of a fast reconstruction of the particle trajectory in the MuTr and MuID is applied. Events are accepted by this filter when at least two particles penetrate the entire MuID and have a reconstructed invariant mass ≥ 2.0 GeV/c^2. After applying cuts on the collision vertex position and quality assurance criteria, the sampled statistics corresponds to 2.6 pb^{-1} in the dielectron analysis, 2.7 pb^{-1} in the muon arm covering $1.2 < y < 2.2$ and 3.5 pb^{-1} in the muon arm covering $-2.2 < y < -1.2$.

At mid-rapidity electron candidates are charged tracks associated with at least two hit phototubes in the RICH and one EMCal hit with a position matching of ± 4 standard deviations (σ). The energy-momentum matching requirement is $(E/p - 1)/ \geq$-4.0σ. The number of J/ψ

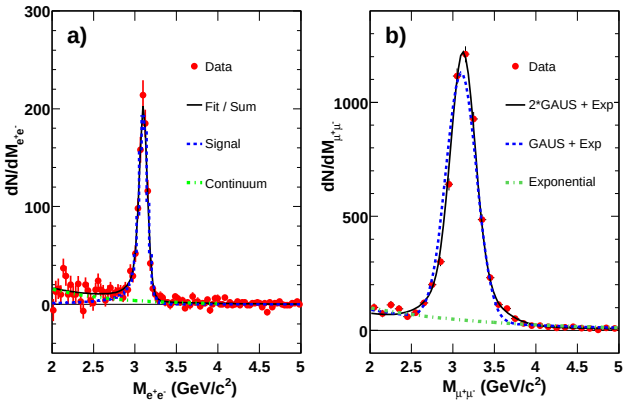

FIG. 1: Invariant mass spectra for a)$J/\psi \to e^+e^-$ at $|y| < 0.35$ and b) $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ at $1.2 < |y| < 2.2$ with the functional forms used to extract the number of reconstructed J/ψ.

is obtained by counting the unlike-sign dielectron pairs in a fixed mass window after subtracting the like-sign pairs. Figure 1(a) shows the invariant mass spectrum for dielectron pairs after subtracting the like-sign background. The mass window for counting the J/ψ signal is 2.7 - 3.5 GeV/c^2 or 2.6 - 3.6 GeV/c^2 depending on the number of the DC hits used to reconstruct the track. The J/ψ counts are corrected for the continuum yield, which originates primarily from open charm pairs and Drell-Yan, inside the mass window ($10\% \pm 5\%$) and the fraction of J/ψ outside of the mass window ($7.2\% \pm 1.0\%$). Approximately 1500 $J/\psi \to e^+e^-$ are obtained. The solid line in the figure is the sum of the J/ψ line shape (dashed curve) and an exponential function (dot-dashed curve) describing the continuum component. The J/ψ line shape function includes the detector resolution, the internal radiative effect [13], and the external radiative effect evaluated using a GEANT [14] simulation of PHENIX detector.

Muon track candidates are selected based upon their penetration depth in the MuID and the reconstructed track quality within the MuID and MuTr. The particle trajectory must contain at least 8 of 10 possible hits in the MuID and the position matching between the MuID and MuTr must be within 15(20) cm at positive (negative) rapidity. The J/ψ yield is obtained from the unlike sign dimuon invariant mass distribution by subtracting the combinatorial background estimated using an event mixing technique. Three functions, shown in Fig. 1(b), are used to extract the J/ψ yield. Single Gaussian + exponential and double Gaussian + exponential functions are used to fit the J/ψ peak, while the contribution from the physical continuum and background is estimated using an exponential fit. The reported number of J/ψ represents the average of the fit values. A total of 8000 $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ are obtained. The systematic error associated with the signal extraction is estimated from the variation between the fits.

The J/ψ cross section in a given rapidity and transverse momentum bin is calculated according to,

$$\frac{B_{ll}}{2\pi p_{\rm T}} \frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dy dp_{\rm T}} = \frac{1}{2\pi\, p_{\rm T}\, \Delta p_{\rm T}\, \Delta y} \frac{N_{J/\psi}}{\mathcal{L}\, A\, \epsilon_{\rm rec}\, \epsilon_{\rm trig}\, \epsilon^{\rm BBC}_{J/\psi}},$$

where B_{ll} is the J/ψ dilepton branching ratio, $N_{J/\psi}$ is the measured J/ψ yield, $\mathcal{L}$ is the integrated luminosity recorded by the minimum bias trigger, $A\,\epsilon_{\rm rec}$ represents the geometrical acceptance and reconstruction efficiency, and $\epsilon_{\rm trig}$ is the trigger efficiency. $\epsilon^{\rm BBC}_{J/\psi}$ is the minimum bias trigger efficiency for events containing a J/ψ and was determined to be 0.79 ± 0.02 [10]. The cross section sampled by the BBC trigger, $\sigma^{pp}_{\rm tot} \times \epsilon^{\rm BBC}_{\rm MB} = 23.0 \pm 2.2$ mb, was used to determine the integrated luminosity.

The $A\epsilon_{\rm rec}$ and $\epsilon_{\rm trig}$ terms are determined individually for the central arm and each muon arm based upon the detection of simulated J/ψ processed using the real data analysis chain. Decay events are generated and propagated through a full GEANT simulation of the detector, which includes the specific details of the detector performance including the MuTr and MuID alignment, disabled anodes and MuID efficiency. For the dielectron analysis, corrections to account for the detector dead channel map, energy calibration and run-to-run variations in the detector active area were determined from single electron yields. The J/ψ trigger efficiency is incorporated via a level-1 trigger emulator tuned to describe the experimental trigger response. For the dimuon analysis, the level-2 filtering algorithms are applied to the simulated events. After reconstruction, the number of detected J/ψ is compared to the number of simulated J/ψ in a given rapidity and transverse momentum bin to determine the appropriate correction factors.

The systematic error associated with the measurement of the J/ψ cross section can be divided into three categories based upon the effect each error has on the measured results. All errors are reported as standard deviations. Point-to-point uncorrelated errors, such as the signal extraction systematic, which is bin dependent with typical values of 4% (5%) in the dimuon (dielectron) data, allow the data points to move independently with respect to one another. Point-to-point correlated errors allow the data points to move coherently within the quoted value. Their values amount to 10% (8%) for the detector acceptance, 8% (4%) for the run-to-run variation in the detector efficiency, 4% (2.5%) for the J/ψ transverse momentum and vertex distributions, and 2% (2%) for the hardware efficiency of the detector. Finally, global systematic errors allow the data points to move together. The dominant source of this error originates from the estimation of the BBC triggering efficiency for minimum bias events, 9.7%, with additional contribution from the uncertainty in the estimation of the number of sampled minimum bias events, 1%, and $\epsilon^{\rm BBC}_{J/\psi}$, 2.5%.

Figure 2(a) shows the transverse momentum spectra at both mid and forward rapidities, which are fit with the function, $A\times(1+(p_T/B)^2)^{-6}$ [15], to extract the $\langle p_T^2\rangle$. At mid-rapidity $\langle p_T^2\rangle = 4.14 \pm 0.18 \pm^{0.30}_{0.20}$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ and the χ^2 per degree of freedom (χ^2/ndf) is 23/19. At forward rapidity $\langle p_T^2\rangle = 3.59 \pm 0.06 \pm 0.16$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ and the χ^2/ndf is 28/17. The first error is statistical and the second includes the systematic error from the maximum shape deviation permitted by the point-to-point correlated errors and from allowing the exponent of the fit function to be a free parameter. Although good agreement is found with the rapidity distribution and total cross section, previously published results [11] yielded a significantly lower $\langle p_T^2\rangle$ at forward rapidity than found here, even accounting for the quoted statistical and systematic uncertainties. The increased statistics of the present data set allow for an improved understanding of the shape of the p_T spectrum at forward rapidity due to the extended range in p_T and the finer binning at low p_T. The previous results have been revisited and it was found that the systematic error was underestimated.

Figure 2(b) shows the ratio of the invariant cross section at forward and mid-rapidity. The ratio falls with p_T and reaches a minimum of 0.5 above a p_T of 2 GeV/c. The data indicates that the forward rapidity p_T distribution is substantially softer than mid-rapidity. This is attributed to the increase in the longitudinal momentum at forward rapidity leaving less energy available in the transverse direction.

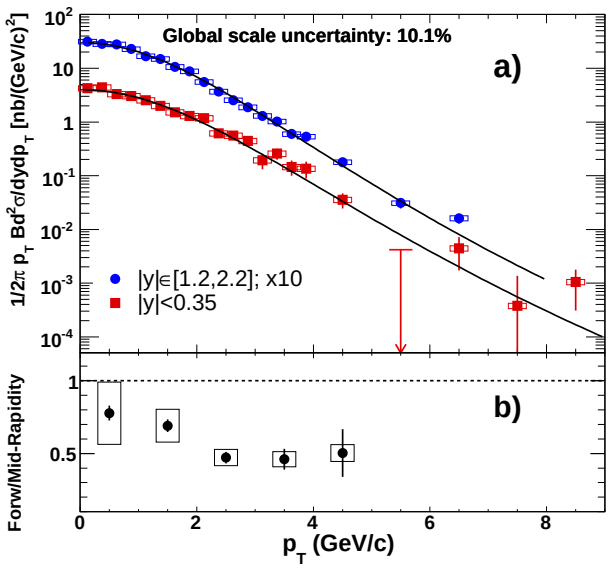

FIG. 2: (a) The mid and forward rapidity J/ψ differential cross section times dilepton branching ratio versus p_T and (b) the ratio of the mid and forward p_T spectra. The vertical error bars are the statistical and point-to-point uncorrelated error and the boxes are the point-to-point correlated systematic error. The solid lines are the fits described in the text.

The observed p_T distributions are substantially harder than those for lower energy p+p and p+A collisions as expected from the increased phase space at higher energy. Figure 3 shows the energy dependence of the average $\langle p_T^2\rangle$ including lower energy points from the Super Proton Synchrotron, and Fermilab fixed target and Tevatron measurements. A linear fit versus the log of the center of mass energy describes the general trends, although some variation is expected due to the differing rapidity ranges of the measurements and the use of $p+A$ data for some of the points.

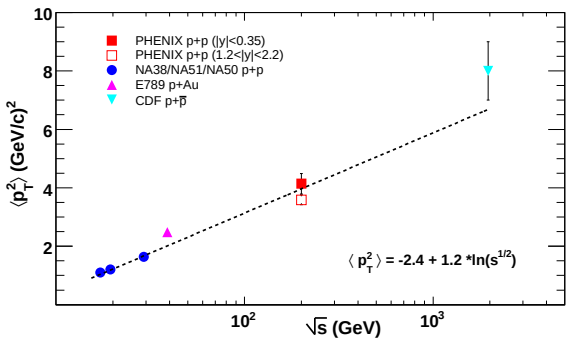

FIG. 3: PHENIX $\langle p_T^2\rangle$ measurements compared to measurements at other energies [4, 16, 17] as a function of collision energy for J/ψ production in p+p or p+A collisions. Also shown is a linear fit vs $\ln(\sqrt{s})$.

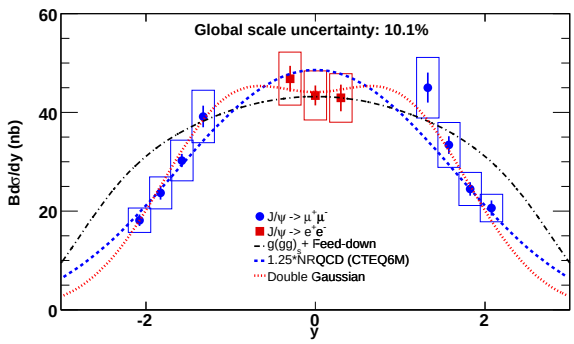

FIG. 4: The J/ψ differential cross section times dilepton branching ratio plotted versus rapidity. The vertical error bars represent the statistical and point-to-point uncorrelated error and the boxes represent the point-to-point correlated systematic error. The curves are described in the text.

Figure 4 shows the J/ψ differential cross section vs rapidity. The statistics of these results are large enough to allow eleven rapidity bins to be measured compared to the five bins used in the previous measurement [11]. Also shown are several model fits to the data. The dashed curve is a non-relativistic QCD calculation [18]. The dot-dash curve is a pQCD calculation that includes diagrams describing a third gluon, which is necessary to neutralize the otherwise colored states [9]. This model fails to reproduce the steeply falling cross section observed in

the present data at large rapidity. An empirical double Gaussian fit (dot-dot curve) is able to reproduce the data best, but has no strong theoretical foundation. The data slightly favor a flatter distribution over the rapidity range $|y| < 1.5$ than most models, but since the systematic error on the mid and forward rapidity points are independent, a narrower distribution is not excluded.

To determine the total cross section, the rapidity distribution was fit with many theoretical and phenomological shapes, including those shown in Fig. 4. We obtain a total cross section times branching ratio of $B_{ll} \cdot \sigma_{pp}^{J/\psi} = 178 \pm 3^{\rm stat} \pm 53^{\rm sys} \pm 18^{\rm norm}$ nb. The absolute normalization error (norm) represents the uncertainty in the BBC trigger cross section. The systematic error (sys) is estimated from the maximum variation allowed by shifting the mid and forward rapidity data independently by their point-to-point correlated systematic errors. This result is consistent with our previous measurement [11].

We have presented J/ψ results for $p+p$ collisions at $\sqrt{s}$ = 200 GeV that extend the reach in transverse momentum to 9 GeV/c. The measured $p_{\rm T}$ spectrum is harder than that observed at lower energies and also shows a softening at forward rapidity. The rapidity shape falls steeply at forward rapidity and can not be reproduced by the pQCD calculation in [9]. Futhermore, the data slightly favor a flatter rapidity distribution than most models, but a narrower distribution is not excluded. These data not only constrain production models for heavy quarkonia, but also provide a critical baseline for similar studies in deuteron-nucleus and heavy-ion collisions [19, 20].

We thank the staff of the Collider-Accelerator and Physics Departments at BNL for their vital contributions. We acknowledge support from the Department of Energy and NSF (U.S.A.), MEXT and JSPS (Japan), CNPq and FAPESP (Brazil), NSFC (China), MSMT (Czech Republic), IN2P3/CNRS, and CEA (France), BMBF, DAAD, and AvH (Germany), OTKA (Hungary), DAE (India), ISF (Israel), KRF and KOSEF (Korea), MES, RAS, and FAAE (Russia), VR and KAW (Sweden), U.S. CRDF for the FSU, US-Hungarian NSF-OTKA-MTA, and US-Israel BSF.

* Deceased
† PHENIX Spokesperson: zajc@nevis.columbia.edu

[1] M. Beneke, M. Kraemer, Phys. Rev. **D55**, 5269 (1997); M. Beneke, I. Z. Rothstein, Phys. Rev. **D54**, 2005 (1996).
[2] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 3704 (1992); F. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D66**, 092001 (2002); S. Abachi *et al.*, Phys. Lett. **B370**, 239 (1996); B. Abbot *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 35 (1999).
[3] R. Vogt, Phys. Repts. **310**, 197 (1999).
[4] M. H. Schub *et al.*, Phys. Rev. **D52**, 1307 (1995).
[5] I. Abt *et al.*, Phys. Lett. **B561**, 61 (2003).
[6] E. L. Berger *et al.*, Phys. Rev. **D23**, 1521 (1981); R. Baier *et al.*, Phys. Lett. **B102**, 364 (1981).
[7] G. T. Bodwin *et al.*, Phys. Rev. **D51**, 1125 (1995); erratum Phys. Rev. **D55**, 5853 (1997).
[8] J. K. Mizukoshi, SLAC-PUB-8296, hep-ph/9911384 (1999).
[9] V. A. Khoze *et al.*, Eur. Phys. J. **C39**, 163-171 (2005) and private communications.
[10] S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 051802 (2004).
[11] S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 012304 (2006).
[12] K. Adcox *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A499**, 469 (2003).
[13] A. Spiridonov, hep-ex/0510076 (2004).
[14] GEANT 3.2.1, CERN Computing Library, http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/index.html.
[15] J. K. Yoh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41**, 684 (1978); and private communication..
[16] O. Drapier, Thèse d'habilitation, Université Claude Bernard - Lyon 1, 1998; available at http://na50.web.cern.ch/NA50/theses.html.
[17] D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. **D71**, 032001 (2005). The $\langle p_{\rm T}^2 \rangle$ was extracted using a fit of the form $A \times (1 + (p_{\rm T}/B)^2)^{-6}$.
[18] F. Cooper *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 171801 (2004); and private communication.
[19] S. S. Adler *et al.*, (Au+Au J/ψ paper, preprint number soon).
[20] S. S. Adler *et al.*, (Cu+Cu J/ψ paper, preprint number soon).

Annexe B

Cold Nuclear Matter Effects on J/ψ Production as Constrained by Deuteron-Gold Measurements at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV

arXiv:0711.3917v1 [nucl-ex] 25 Nov 2007

Cold Nuclear Matter Effects on J/ψ Production as Constrained by Deuteron-Gold Measurements at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

A. Adare,[10] S.S. Adler,[5] S. Afanasiev,[24] C. Aidala,[11] N.N. Ajitanand,[50] Y. Akiba,[25,44,45] H. Al-Bataineh,[39] J. Alexander,[50] A. Al-Jamel,[39] K. Aoki,[29,44] L. Aphecetche,[52] R. Armendariz,[39] S.H. Aronson,[5] J. Asai,[45] E.T. Atomssa,[30] R. Averbeck,[51] T.C. Awes,[40] B. Azmoun,[5] V. Babintsev,[20] G. Baksay,[16] L. Baksay,[16] A. Baldisseri,[13] K.N. Barish,[6] P.D. Barnes,[32] B. Bassalleck,[38] S. Bathe,[6,35] S. Batsouli,[11,40] V. Baublis,[43] F. Bauer,[6] A. Bazilevsky,[5,45] S. Belikov,[5,*] R. Bennett,[51] Y. Berdnikov,[47] A.A. Bickley,[10] M.T. Bjorndal,[11] J.G. Boissevain,[32] H. Borel,[13] K. Boyle,[51] M.L. Brooks,[32] D.S. Brown,[39] N. Bruner,[38] D. Bucher,[35] H. Buesching,[5,35] V. Bumazhnov,[20] G. Bunce,[5,45] J.M. Burward-Hoy,[32,31] S. Butsyk,[32,51] X. Camard,[52] S. Campbell,[51] P. Chand,[4] B.S. Chang,[59] W.C. Chang,[2] J.-L. Charvet,[13] S. Chernichenko,[20] J. Chiba,[25] C.Y. Chi,[11] M. Chiu,[11,21] I.J. Choi,[59] R.K. Choudhury,[4] T. Chujo,[5,56] P. Chung,[50] A. Churyn,[20] V. Cianciolo,[40] C.R. Cleven,[18] Y. Cobigo,[13] B.A. Cole,[11] M.P. Comets,[41] P. Constantin,[23,32] M. Csanád,[15] T. Csörgő,[26] J.P. Cussonneau,[52] T. Dahms,[51] K. Das,[17] G. David,[5] F. Deák,[15] M.B. Deaton,[1] K. Dehmelt,[16] H. Delagrange,[52] A. Denisov,[20] D. d'Enterria,[11] A. Deshpande,[45,51] E.J. Desmond,[5] A. Devismes,[51] O. Dietzsch,[48] A. Dion,[51] M. Donadelli,[48] J.L. Drachenberg,[1] O. Drapier,[30] A. Drees,[51] A.K. Dubey,[58] A. Durum,[20] D. Dutta,[4] V. Dzhordzhadze,[6,53] Y.V. Efremenko,[40] J. Egdemir,[51] F. Ellinghaus,[10] W.S. Emam,[6] A. Enokizono,[31] H. En'yo,[44,45] B. Espagnon,[41] S. Esumi,[55] K.O. Eyser,[6] D.E. Fields,[38,45] C. Finck,[52] M. Finger, Jr.,[7,24] M. Finger,[7,24] F. Fleuret,[30] S.L. Fokin,[28] B.D. Fox,[45] Z. Fraenkel,[58] J.E. Frantz,[11,51] A. Franz,[5] A.D. Frawley,[17] K. Fujiwara,[44] Y. Fukao,[29,44,45] S.-Y. Fung,[6] T. Fusayasu,[37] S. Gadrat,[33] I. Garishvili,[53] M. Germain,[52] A. Glenn,[10,53] H. Gong,[51] M. Gonin,[30] J. Gosset,[13] Y. Goto,[44,45] R. Granier de Cassagnac,[30] N. Grau,[23] S.V. Greene,[56] M. Grosse Perdekamp,[21,45] T. Gunji,[9] H.-Å. Gustafsson,[34] T. Hachiya,[19] A. Hadj Henni,[52] C. Haegemann,[38] J.S. Haggerty,[5] H. Hamagaki,[9] R. Han,[42] A.G. Hansen,[32] H. Harada,[19] E.P. Hartouni,[31] K. Haruna,[19] M. Harvey,[5] E. Haslum,[34] K. Hasuko,[44] R. Hayano,[9] M. Heffner,[31] T.K. Hemmick,[51] T. Hester,[6] J.M. Heuser,[44] X. He,[18] P. Hidas,[26] H. Hiejima,[21] J.C. Hill,[23] R. Hobbs,[38] M. Hohlmann,[16] W. Holzmann,[50] K. Homma,[19] B. Hong,[27] A. Hoover,[39] T. Horaguchi,[44,45,54] D. Hornback,[53] T. Ichihara,[44,45] V.V. Ikonnikov,[28] K. Imai,[29,44] M. Inaba,[55] Y. Inoue,[46,44] M. Inuzuka,[9] D. Isenhower,[1] L. Isenhower,[1] M. Ishihara,[44] T. Isobe,[9] M. Issah,[50] A. Isupov,[24] B.V. Jacak,[51,†] J. Jia,[11,51] J. Jin,[11] O. Jinnouchi,[44,45] B.M. Johnson,[5] S.C. Johnson,[31] K.S. Joo,[36] D. Jouan,[41] F. Kajihara,[9] S. Kametani,[9,57] N. Kamihara,[44,54] J. Kamin,[51] M. Kaneta,[45] J.H. Kang,[59] H. Kanou,[44,54] K. Katou,[57] T. Kawabata,[9] D. Kawall,[45] A.V. Kazantsev,[28] S. Kelly,[10,11] B. Khachaturov,[58] A. Khanzadeev,[43] J. Kikuchi,[57] D.H. Kim,[36] D.J. Kim,[59] E. Kim,[49] G.-B. Kim,[30] H.J. Kim,[59] E. Kinney,[10] A. Kiss,[15] E. Kistenev,[5] A. Kiyomichi,[44] J. Klay,[31] C. Klein-Boesing,[35] H. Kobayashi,[45] L. Kochenda,[43] V. Kochetkov,[20] R. Kohara,[19] B. Komkov,[43] M. Konno,[55] D. Kotchetkov,[6] A. Kozlov,[58] A. Král,[12] A. Kravitz,[11] P.J. Kroon,[5] J. Kubart,[7,22] C.H. Kuberg,[1,*] G.J. Kunde,[32] N. Kurihara,[9] K. Kurita,[44,46] M.J. Kweon,[27] Y. Kwon,[53,59] G.S. Kyle,[39] R. Lacey,[50] Y.-S. Lai,[11] J.G. Lajoie,[23] A. Lebedev,[23,28] Y. Le Bornec,[41] S. Leckey,[51] D.M. Lee,[32] M.K. Lee,[59] T. Lee,[49] M.J. Leitch,[32] M.A.L. Leite,[48] B. Lenzi,[48] H. Lim,[49] T. Liška,[12] A. Litvinenko,[24] M.X. Liu,[32] X. Li,[8] X.H. Li,[6] B. Love,[56] D. Lynch,[5] C.F. Maguire,[56] Y.I. Makdisi,[5] A. Malakhov,[24] M.D. Malik,[38] V.I. Manko,[28] Y. Mao,[42,44] G. Martinez,[52] L. Mašek,[7,22] H. Masui,[55] F. Matathias,[11,51] T. Matsumoto,[9,57] M.C. McCain,[1] M. McCumber,[51] P.L. McGaughey,[32] Y. Miake,[55] P. Mikeš,[7,22] K. Miki,[55] T.E. Miller,[56] A. Milov,[51] S. Mioduszewski,[5] G.C. Mishra,[18] M. Mishra,[3] J.T. Mitchell,[5] M. Mitrovski,[50] A.K. Mohanty,[4] A. Morreale,[6] D.P. Morrison,[5] J.M. Moss,[32] T.V. Moukhanova,[28] D. Mukhopadhyay,[56,58] M. Muniruzzaman,[6] J. Murata,[46,44] S. Nagamiya,[25] Y. Nagata,[55] J.L. Nagle,[10,11] M. Naglis,[58] I. Nakagawa,[44,45] Y. Nakamiya,[19] T. Nakamura,[19] K. Nakano,[44,54] J. Newby,[31,53] M. Nguyen,[51] B.E. Norman,[32] A.S. Nyanin,[28] J. Nystrand,[34] E. O'Brien,[5] S.X. Oda,[9] C.A. Ogilvie,[23] H. Ohnishi,[44] I.D. Ojha,[3,56] H. Okada,[29,44] K. Okada,[44,45] M. Oka,[55] O.O. Omiwade,[1] A. Oskarsson,[34] I. Otterlund,[34] M. Ouchida,[19] K. Oyama,[9] K. Ozawa,[9] R. Pak,[5] D. Pal,[56,58] A.P.T. Palounek,[32] V. Pantuev,[51] V. Papavassiliou,[39] J. Park,[49] W.J. Park,[27] S.F. Pate,[39] H. Pei,[23] V. Penev,[24] J.-C. Peng,[21] H. Pereira,[13] V. Peresedov,[24] D.Yu. Peressounko,[28] A. Pierson,[38] C. Pinkenburg,[5] R.P. Pisani,[5] M.L. Purschke,[5] A.K. Purwar,[32,51] J.M. Qualls,[1] H. Qu,[18] J. Rak,[23,38] A. Rakotozafindrabe,[30] I. Ravinovich,[58] K.F. Read,[40,53] S. Rembeczki,[16] M. Reuter,[51] K. Reygers,[35] V. Riabov,[43] Y. Riabov,[43] G. Roche,[33] A. Romana,[30,*] M. Rosati,[23] S.S.E. Rosendahl,[34] P. Rosnet,[33] P. Rukoyatkin,[24] V.L. Rykov,[44] S.S. Ryu,[59] B. Sahlmueller,[35] N. Saito,[29,44,45] T. Sakaguchi,[5,9,57] S. Sakai,[55] H. Sakata,[19] V. Samsonov,[43] L. Sanfratello,[38] R. Santo,[35] H.D. Sato,[29,44] S. Sato,[5,25,55] S. Sawada,[25] Y. Schutz,[52] J. Seele,[10] R. Seidl,[21] V. Semenov,[20] R. Seto,[6] D. Sharma,[58] T.K. Shea,[5] I. Shein,[20] A. Shevel,[43,50] T.-A. Shibata,[44,54] K. Shigaki,[19] M. Shimomura,[55] K. Shoji,[29,44] A. Sickles,[51] C.L. Silva,[48]

D. Silvermyr,[32,40] C. Silvestre,[13] K.S. Sim,[27] C.P. Singh,[3] V. Singh,[3] S. Skutnik,[23] M. Slunečka,[7,24] A. Soldatov,[20] R.A. Soltz,[31] W.E. Sondheim,[32] S.P. Sorensen,[53] I.V. Sourikova,[5] F. Staley,[13] P.W. Stankus,[40] E. Stenlund,[34] M. Stepanov,[39] A. Ster,[26] S.P. Stoll,[5] T. Sugitate,[19] C. Suire,[41] J.P. Sullivan,[32] J. Sziklai,[26] T. Tabaru,[45] S. Takagi,[55] E.M. Takagui,[48] A. Taketani,[44,45] K.H. Tanaka,[25] Y. Tanaka,[37] K. Tanida,[44,45] M.J. Tannenbaum,[5] A. Taranenko,[50] P. Tarján,[14] T.L. Thomas,[38] M. Togawa,[29,44] A. Toia,[51] J. Tojo,[44] L. Tomášek,[22] H. Torii,[29,44,45] R.S. Towell,[1] V-N. Tram,[30] I. Tserruya,[58] Y. Tsuchimoto,[19] H. Tydesjö,[34] N. Tyurin,[20] T.J. Uam,[36] C. Vale,[23] H. Valle,[56] H.W. vanHecke,[32] J. Velkovska,[5,56] M. Velkovsky,[51] R. Vertesi,[14] V. Veszprémi,[14] A.A. Vinogradov,[28] M. Virius,[12] M.A. Volkov,[28] V. Vrba,[22] E. Vznuzdaev,[43] M. Wagner,[29,44] D. Walker,[51] X.R. Wang,[18,39] Y. Watanabe,[44,45] J. Wessels,[35] S.N. White,[5] N. Willis,[41] D. Winter,[11] F.K. Wohn,[23] C.L. Woody,[5] M. Wysocki,[10] W. Xie,[6,45] Y.L. Yamaguchi,[57] A. Yanovich,[20] Z. Yasin,[6] J. Ying,[18] S. Yokkaichi,[44,45] G.R. Young,[40] I. Younus,[38] I.E. Yushmanov,[28] W.A. Zajc,[11] O. Zaudtke,[35] C. Zhang,[11,40] S. Zhou,[8] J. Zimányi,[26,*] L. Zolin,[24] and X. Zong[23]

(PHENIX Collaboration)

[1]*Abilene Christian University, Abilene, TX 79699, U.S.*
[2]*Institute of Physics, Academia Sinica, Taipei 11529, Taiwan*
[3]*Department of Physics, Banaras Hindu University, Varanasi 221005, India*
[4]*Bhabha Atomic Research Centre, Bombay 400 085, India*
[5]*Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, U.S.*
[6]*University of California - Riverside, Riverside, CA 92521, U.S.*
[7]*Charles University, Ovocný trh 5, Praha 1, 116 36, Prague, Czech Republic*
[8]*China Institute of Atomic Energy (CIAE), Beijing, People's Republic of China*
[9]*Center for Nuclear Study, Graduate School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan*
[10]*University of Colorado, Boulder, CO 80309, U.S.*
[11]*Columbia University, New York, NY 10027 and Nevis Laboratories, Irvington, NY 10533, U.S.*
[12]*Czech Technical University, Zikova 4, 166 36 Prague 6, Czech Republic*
[13]*Dapnia, CEA Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette, France*
[14]*Debrecen University, H-4010 Debrecen, Egyetem tér 1, Hungary*
[15]*ELTE, Eötvös Loránd University, H - 1117 Budapest, Pázmány P. s. 1/A, Hungary*
[16]*Florida Institute of Technology, Melbourne, FL 32901, U.S.*
[17]*Florida State University, Tallahassee, FL 32306, U.S.*
[18]*Georgia State University, Atlanta, GA 30303, U.S.*
[19]*Hiroshima University, Kagamiyama, Higashi-Hiroshima 739-8526, Japan*
[20]*IHEP Protvino, State Research Center of Russian Federation, Institute for High Energy Physics, Protvino, 142281, Russia*
[21]*University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL 61801, U.S.*
[22]*Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Na Slovance 2, 182 21 Prague 8, Czech Republic*
[23]*Iowa State University, Ames, IA 50011, U.S.*
[24]*Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow Region, Russia*
[25]*KEK, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan*
[26]*KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics of the Hungarian Academy of Sciences (MTA KFKI RMKI), H-1525 Budapest 114, POBox 49, Budapest, Hungary*
[27]*Korea University, Seoul, 136-701, Korea*
[28]*Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*
[29]*Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan*
[30]*Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS-IN2P3, Route de Saclay, F-91128, Palaiseau, France*
[31]*Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, U.S.*
[32]*Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, U.S.*
[33]*LPC, Université Blaise Pascal, CNRS-IN2P3, Clermont-Fd, 63177 Aubiere Cedex, France*
[34]*Department of Physics, Lund University, Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden*
[35]*Institut für Kernphysik, University of Muenster, D-48149 Muenster, Germany*
[36]*Myongji University, Yongin, Kyonggido 449-728, Korea*
[37]*Nagasaki Institute of Applied Science, Nagasaki-shi, Nagasaki 851-0193, Japan*
[38]*University of New Mexico, Albuquerque, NM 87131, U.S.*
[39]*New Mexico State University, Las Cruces, NM 88003, U.S.*
[40]*Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, U.S.*
[41]*IPN-Orsay, Universite Paris Sud, CNRS-IN2P3, BP1, F-91406, Orsay, France*
[42]*Peking University, Beijing, People's Republic of China*
[43]*PNPI, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Leningrad region, 188300, Russia*
[44]*RIKEN, The Institute of Physical and Chemical Research, Wako, Saitama 351-0198, Japan*
[45]*RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, U.S.*
[46]*Physics Department, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan*
[47]*Saint Petersburg State Polytechnic University, St. Petersburg, Russia*
[48]*Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Caixa Postal 66318, São Paulo CEP05315-970, Brazil*

[49]System Electronics Laboratory, Seoul National University, Seoul, Korea
[50]Chemistry Department, Stony Brook University, Stony Brook, SUNY, NY 11794-3400, U.S.
[51]Department of Physics and Astronomy, Stony Brook University, SUNY, Stony Brook, NY 11794, U.S.
[52]SUBATECH (Ecole des Mines de Nantes, CNRS-IN2P3, Université de Nantes) BP 20722 - 44307, Nantes, France
[53]University of Tennessee, Knoxville, TN 37996, U.S.
[54]Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Oh-okayama, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan
[55]Institute of Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan
[56]Vanderbilt University, Nashville, TN 37235, U.S.
[57]Waseda University, Advanced Research Institute for Science and Engineering, 17 Kikui-cho, Shinjuku-ku, Tokyo 162-0044, Japan
[58]Weizmann Institute, Rehovot 76100, Israel
[59]Yonsei University, IPAP, Seoul 120-749, Korea

(Dated: February 2, 2008)

We present a new analysis of J/ψ production yields in deuteron-gold collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV using data taken by the PHENIX experiment in 2003 and previously published in [S.S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett 96, 012304 (2006)]. The high statistics proton-proton J/ψ data taken in 2005 is used to improve the baseline measurement and thus construct updated cold nuclear matter modification factors (R_dAu). A suppression of J/ψ in cold nuclear matter is observed as one goes forward in rapidity (in the deuteron-going direction), corresponding to a region more sensitive to initial state low-x gluons in the gold nucleus. The measured nuclear modification factors are compared to theoretical calculations of nuclear shadowing to which a J/ψ (or precursor) breakup cross section is added. Breakup cross sections of $\sigma_{breakup} = 2.8^{+1.7}_{-1.4}$ ($2.2^{+1.6}_{-1.5}$) mb are obtained by fitting these calculations to the data using two different models of nuclear shadowing. These breakup cross-section values are consistent within large uncertainties with the 4.2 ± 0.5 mb determined at lower collision energies. Projecting this range of cold nuclear matter effects to copper-copper and gold-gold collisions reveals that the current constraints are not sufficient to firmly quantify the additional hot nuclear matter effect.

PACS numbers: 25.75.Dw

I. INTRODUCTION

Understanding the behavior of QCD matter under different conditions of temperature and density is the subject of intense experimental and theoretical work in nuclear physics. The transition from hadronic matter to a quark-gluon plasma at high temperature is expected to be achieved in high energy heavy ion collisions. The hadronization of partons in vacuum or cold nuclear matter (i.e. in a nucleus) is also of keen interest, and represents a nonperturbative and dynamic QCD process. The formation and interaction of heavy quarkonia (for example J/ψ mesons) in vacuum, cold nuclear matter and hot nuclear matter present an excellent laboratory for gaining insights on these transformations. Recent results from the Relativistic Heavy Ion Collider reveal a significant suppression of the final J/ψ yield in central (small impact parameter) Au + Au reactions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV, relative to expectations scaled from $p + p$ reactions at the same energy [1, 2]. A possible source of this suppression is the screening of the attractive interaction between the quark-antiquark pair in the hot nuclear medium, as temperatures are expected to be above the critical temperature for a quark-gluon plasma transition. Larger J/ψ suppression is observed at forward rapidity than at midrapidity, which contradicts models with only color screening of quarkonia proportional to the local energy density.

Produced $c\bar{c}$ pairs must pass through the remaining nuclear material from the incident cold nuclei, in addition to surviving any hot medium environment. The so-called cold nuclear matter effects [3], including modification of initial parton distribution functions (shadowing, gluon saturation, anti-shadowing, EMC effect, etc.), initial and final state partonic multiple scattering, and related initial state parton energy loss need to be accounted for before firm conclusions can be drawn about the effect of the hot medium thought to be created. In fact, these various cold nuclear matter effects are interesting in their own right, notably in terms of hadronization time scales, parton energy loss in matter, and the various initial state effects mentioned above.

This paper presents a new analysis of the modification of J/ψ production in deuteron-gold (d + Au) collisions relative to proton-proton ($p+p$) collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV and the implications for understanding the Au + Au and Cu + Cu data at the same energy. The PHENIX experiment has previously published a result using $p + p$ and d + Au data taken in 2003 [4]. A modest J/ψ suppression was observed at forward rapidity (i.e. in the deuteron moving direction), which is a possible indication of shadowing of low-x gluons in the gold nucleus. A substantially larger (more than an order of magnitude) $p + p$ data set was recorded in 2005 with the J/ψ results published in [2], and has been used as the baseline

*Deceased
†PHENIX Spokesperson: jacak@skipper.physics.sunysb.edu

for recent Au + Au and Cu + Cu nuclear modification factors [1, 5]. The same $p + p$ data set is used in the analysis presented here to determine the $d + \mathrm{Au}$ nuclear modifications more accurately and in a fully consistent way with those in the Au + Au and Cu + Cu cases. In addition, during the two years between the analyses of the 2003 and 2005 data sets significant improvements in the reconstruction software and signal extraction method were achieved, as well as an overall better understanding of the detector performance. These improvements have been included in this analysis, allowing maximal cancellation of systematic errors when using the 2005 $p+p$ data sample to form the J/ψ nuclear modification factor. We first describe the updated analysis, then present the new nuclear modification factors and their implications.

II. EXPERIMENT

The PHENIX apparatus is described in [6]. It consists of two sets of spectrometers referred to as the central arms, which measure particles emitted at midrapidity ($|y| < 0.35$), and the muon arms, measuring particles emitted at backward and forward rapidity ($-2.2 < y < -1.2$ and $1.2 < y < 2.2$).

At midrapidity, J/ψ particles are measured via their decay into two electrons. Electrons are identified by matching tracks reconstructed with drift chambers (DC) and pad chambers (PC) to clusters in the Electromagnetic Calorimeters (EMCAL) and hits in the Ring Imaging Cerenkov Counters (RICH). In $d + \mathrm{Au}$ collisions, a charged track is identified as an electron candidate by requiring at least three matching RICH phototube hits within a certain radius with respect to the the center defined by the track projection at the RICH, a position matching of ± 4 standard deviations between the EMCAL cluster and the reconstructed track, and a cut on the ratio of energy to momentum. In $p + p$ collisions the electron identification cuts are the same except that only two matching RICH phototube hits are required.

At forward and backward rapidity, J/ψ particles are measured via their decay into two muons. Muons are identified by matching tracks measured in Cathode Strip Chambers (referred to as the Muon Tracker, or MuTR) to hits in alternating planes of Iarocci tubes and steel absorbers (referred to as the Muon Identifier, or MuID). Each muon arm is located behind a thick copper and iron absorber that is meant to absorb most hadrons produced during the collisions, so that the measured muons must penetrate 8 to 11 interaction lengths of material in total.

The $d + \mathrm{Au}$ data used for this analysis were recorded in 2003 using a minimum bias trigger that required hits in each of the two beam-beam counters (BBC) located at positive and negative rapidity ($3 < |\eta| < 3.9$), and represent integrated luminosities for the different spectrometers ranging from 1.4 nb^{-1} to 1.7 nb^{-1} (or equivalently 2.7 to 3.4 billion interactions). This trigger covers $88 \pm 4\%$ of the total $d + \mathrm{Au}$ inelastic cross section of 2260 mb [7]. For the electrons, an additional trigger was used that required one hit above threshold in the EMCAL and a matching hit in the RICH. For the muons, two additional triggers were used at different times during the data-taking period. The muon triggers are based on information from the MuID, which has five active detector layers between the steel absorbers. For the first part of the data-taking period, one of the tracks was required to reach the fourth MuID plane, while the other was only required to reach the second MuID plane. For the latter part, the trigger required at least two tracks to reach the fourth MuID plane of Iarocci tubes.

The BBCs are also used to determine the centrality of the $d + \mathrm{Au}$ collisions by measuring the energy deposited in the counters located at negative rapidity (in the gold-going direction). For a given centrality bin, the average number of equivalent nucleon-nucleon collisions (N_{coll}) is derived from this energy using a Glauber calculation [8] coupled to a simulation of the BBC. The centrality bins used in this analysis and the corresponding number of collisions are listed in Table I. To ensure that the centrality categories are well defined, collisions are required to be within ± 30 cm of the center of the interaction region.

III. SIGNAL EXTRACTION

The number of J/ψ particles is determined using the invariant mass distribution of unlike-sign lepton pairs. At midrapidity, the J/ψ signal count is obtained via counting the number of unlike-sign dielectrons after subtracting the like-sign pairs in a fixed mass window $2.6 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.6$ GeV/c^2 or $2.7 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.5$ GeV/c^2, depending on the number of DC hits required for track reconstruction. Figure 1 shows the J/ψ mass spectrum after subtracting the background. The solid black line is the sum of the J/ψ line shape (dashed curve) and an exponential function (dot-dashed curve) describing the continuum component determined from the 2005 $p + p$ data set [2]. The J/ψ line shape function takes into account the momentum resolution of track reconstruction, internal radiative effects [9], and external radiative effects evaluated using a GEANT [10] simulation of the PHENIX detector. The number of J/ψ particles in d+Au collisions is too small to allow a good fit but a comparison between d+Au and p+p J/ψ line shapes shows good agreement. The fraction of J/ψ candidates outside of the mass window due to the radiative effects is estimated to be $7.2\% \pm 1.0\%$ based on the line shape functions. The J/ψ signal is also corrected for the dielectron continuum yield, which originates primarily from open charm and Drell-Yan pairs inside the mass window. The estimated contribution is $10\% \pm 5\%$, based on the fitting function and PYTHIA [11] simulations. Approximately 400 J/ψ mesons are obtained.

At backward and forward rapidity an event mixing technique is now used to estimate the combinatorial back-

TABLE I: Characterization of the collision centrality for $d+\mathrm{Au}$ collisions. First line: centrality bins used in this analysis; Second line: corresponding number of binary collisions N_{coll}; lines 3, 4 and 5: $c = \epsilon^{BBC}_{MB(cent)}/\epsilon^{BBC}_{J/\psi}$ for J/ψ mesons emitted in the three rapidity ranges used for this analysis.

centrality	0-20 %	20-40 %	40-60 %	60-88 %	0-100 %
N_{coll}	15.4 ± 1.0	10.6 ± 0.7	7.0 ± 0.6	3.1 ± 0.3	7.6 ± 0.3
c ($\lvert y\rvert < 0.35$)	0.95 ± 0.03	0.99 ± 0.01	1.03 ± 0.01	1.04 ± 0.03	0.94 ± 0.02
c ($-2.2 < y < -1.2$)	0.93 ± 0.03	0.99 ± 0.01	1.04 ± 0.01	1.05 ± 0.03	0.94 ± 0.02
c ($1.2 < y < 2.2$)	1.00 ± 0.03	1.00 ± 0.01	1.02 ± 0.01	1.02 ± 0.03	0.94 ± 0.02

ground, whereas the like-sign pairs were used in the previous analysis [4]. The previous method suffered from a larger statistical uncertainty for bins where the signal over background is poor. A sample mass distribution after the subtraction of the mixed event background is shown in Figure 2. Approximately 500 and 750 J/ψ mesons are obtained for backward and forward rapidity, respectively. The signal counts are determined from this subtracted dimuon invariant mass distribution with a log-likelihood fit and assuming three different functional forms and parameters. In all three cases, an exponential form is used to account for correlated physical background sources (e.g. Drell-Yan or open charm) and the possible systematic offset in the normalization of the mixed event background. The number of J/ψ particles is then estimated either by direct counting of the remaining number of pairs above the exponential in the mass range $2.6 \leq M_{\mu^+\mu^-} \leq 3.6$ GeV/c^2; using a Gaussian function with the center fixed to the J/ψ mass and the width and integrated yield left free; or using two Gaussian functions for which both the center and widths are fixed to the values measured in $p+p$ collisions. The two Gaussian functions account for the nonGaussian tails in the invariant mass distribution. The normalization of the mixed background is varied by a systematic uncertainty of $\pm 2\%$ prior to its subtraction from the mass distribution. This uncertainty is determined by comparing different normalization methods. The corresponding signal variations are included in the systematic uncertainty. Due to the fit procedure described above, for all $p+p$ and $d+\mathrm{Au}$ cases this normalization uncertainty results in a very small systematic uncertainty on the number of measured J/ψ particles. This entire procedure is identical to the one used in [1, 2].

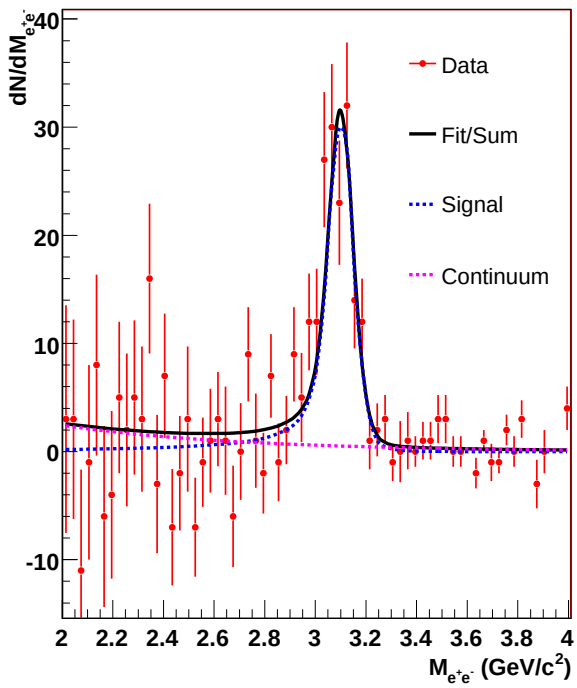

FIG. 1: (color online) Invariant mass spectra in minimum bias $d+\mathrm{Au}$ reactions for $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ at $|y| < 0.35$, with the functional forms used to extract the number of reconstructed J/ψ mesons.

IV. INVARIANT YIELD

The J/ψ invariant yield in a given centrality, transverse momentum and rapidity bin is:

$$\frac{B_{ll}}{2\pi p_{\mathrm{T}}}\frac{d^2N_{J/\psi}}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi p_T \Delta p_T \Delta y}\frac{N^{J/\psi}_{counts}}{A\epsilon_{rec}\epsilon_{trig}N^{MB}_{evt}}\frac{\epsilon^{BBC}_{MB(cent)}}{\epsilon^{BBC}_{J/\psi}} \quad (1)$$

with B_{ll} being the branching ratio for $J/\psi \rightarrow l^+l^-$; $N^{J/\psi}_{counts}$ the number of reconstructed J/ψ mesons; N^{MB}_{evt} the number of minimum bias events sampled; $\epsilon^{BBC}_{MB(cent)}$ the BBC trigger efficiency for minimum bias events in a given centrality category; Δp_T and Δy the p_T and y bin widths; A and ϵ_{rec} the acceptance and reconstruction efficiency corrections; ϵ_{trig} the additional J/ψ trigger efficiency and $\epsilon^{BBC}_{J/\psi}$ the BBC efficiency for events containing a J/ψ. All invariant yields as a function of p_T and y including statistical and systematic uncertainties are given in Table II.

The experiment measures the number of J/ψ particles per BBC triggered events, which in $d+\mathrm{Au}$ collisions represent only $88 \pm 4\%$ of the total inelastic cross section. An additional correction is then applied such that the invariant yield represents 100% of the total inelastic cross

TABLE II: The errors quoted in these tables represent 1) the statistical and Type A systematic uncertainties added in quadrature, and 2) the Type B systematic uncertainties. The Type C errors are shown in the relevant figures.

Backward Rapidity Results				
Centrality (%)	p_T (GeV/c)	y	Invariant Yield	R_{dAu}
0-100	All	[-2.2,-1.2]	$(4.264 \pm 0.326 \pm 0.923) \times 10^{-6}$	$0.90 \pm 0.08 \pm 0.19$
0-100	All	[-2.2,-1.7]	$(3.583 \pm 0.395 \pm 0.775) \times 10^{-6}$	$0.95 \pm 0.12 \pm 0.20$
0-100	All	[-1.7,-1.2]	$(5.292 \pm 0.483 \pm 1.145) \times 10^{-6}$	$0.90 \pm 0.09 \pm 0.19$
0-100	0-1	[-2.2,-1.2]	$(3.040 \pm 0.460 \pm 0.658) \times 10^{-7}$	$0.69 \pm 0.11 \pm 0.15$
0-100	1-2	[-2.2,-1.2]	$(1.782 \pm 0.201 \pm 0.386) \times 10^{-7}$	$0.84 \pm 0.10 \pm 0.18$
0-100	2-3	[-2.2,-1.2]	$(8.141 \pm 0.937 \pm 1.762) \times 10^{-8}$	$1.44 \pm 0.18 \pm 0.31$
0-100	3-4	[-2.2,-1.2]	$(1.789 \pm 0.359 \pm 0.387) \times 10^{-8}$	$1.21 \pm 0.26 \pm 0.26$
0-100	4-5	[-2.2,-1.2]	$(4.016 \pm 1.451 \pm 0.869) \times 10^{-9}$	$1.14 \pm 0.43 \pm 0.24$
0-20	All	[-2.2,-1.2]	$(9.084 \pm 0.922 \pm 1.925) \times 10^{-6}$	$0.94 \pm 0.10 \pm 0.21$
20-40	All	[-2.2,-1.2]	$(3.676 \pm 0.642 \pm 0.770) \times 10^{-6}$	$0.55 \pm 0.10 \pm 0.12$
40-60	All	[-2.2,-1.2]	$(4.013 \pm 0.583 \pm 0.842) \times 10^{-6}$	$0.92 \pm 0.14 \pm 0.21$
60-88	All	[-2.2,-1.2]	$(2.062 \pm 0.312 \pm 0.436) \times 10^{-6}$	$1.07 \pm 0.17 \pm 0.25$

Mid-rapidity Results				
Centrality (%)	p_T (GeV/c)	y	Invariant Yield	R_{dAu}
0-100	All	[-0.35,0.35]	$(6.750 \pm 0.540 \pm 0.950) \times 10^{-6}$	$0.85 \pm 0.07 \pm 0.15$
0-100	0-1	[-0.35,0.35]	$(6.700 \pm 0.800 \pm 0.940) \times 10^{-7}$	$1.05 \pm 0.14 \pm 0.21$
0-100	1-2	[-0.35,0.35]	$(2.400 \pm 0.340 \pm 0.340) \times 10^{-7}$	$0.74 \pm 0.11 \pm 0.15$
0-100	2-3	[-0.35,0.35]	$(1.200 \pm 0.190 \pm 0.170) \times 10^{-7}$	$0.96 \pm 0.17 \pm 0.19$
0-100	3-4	[-0.35,0.35]	1.37×10^{-8} (90% CL)	0.41 (90% CL)
0-100	4-5	[-0.35,0.35]	$(7.500 \pm 3.600 \pm 1.100) \times 10^{-9}$	$1.09 \pm 0.61 \pm 0.22$
0-20	All	[-0.35,0.35]	$(1.144 \pm 0.160 \pm 0.160) \times 10^{-5}$	$0.71 \pm 0.10 \pm 0.12$
20-40	All	[-0.35,0.35]	$(7.990 \pm 1.290 \pm 1.120) \times 10^{-6}$	$0.71 \pm 0.12 \pm 0.11$
40-60	All	[-0.35,0.35]	$(6.800 \pm 1.010 \pm 0.950) \times 10^{-6}$	$0.93 \pm 0.14 \pm 0.14$
60-88	All	[-0.35,0.35]	$(3.030 \pm 0.500 \pm 0.420) \times 10^{-6}$	$0.94 \pm 0.16 \pm 0.14$

Forward Rapidity Results				
Centrality (%)	p_T (GeV/c)	y	Invariant Yield	R_{dAu}
0-100	All	[1.2,2.2]	$(3.300 \pm 0.242 \pm 0.592) \times 10^{-6}$	$0.63 \pm 0.06 \pm 0.11$
0-100	All	[1.2,1.7]	$(4.522 \pm 0.341 \pm 0.811) \times 10^{-6}$	$0.68 \pm 0.06 \pm 0.11$
0-100	All	[1.7,2.2]	$(2.406 \pm 0.224 \pm 0.432) \times 10^{-6}$	$0.59 \pm 0.06 \pm 0.10$
0-100	0-1	[1.2,2.2]	$(2.779 \pm 0.285 \pm 0.498) \times 10^{-7}$	$0.55 \pm 0.06 \pm 0.09$
0-100	1-2	[1.2,2.2]	$(1.362 \pm 0.115 \pm 0.244) \times 10^{-7}$	$0.60 \pm 0.06 \pm 0.10$
0-100	2-3	[1.2,2.2]	$(4.667 \pm 0.566 \pm 0.837) \times 10^{-8}$	$0.73 \pm 0.10 \pm 0.12$
0-100	3-4	[1.2,2.2]	$(1.472 \pm 0.225 \pm 0.264) \times 10^{-8}$	$0.93 \pm 0.16 \pm 0.16$
0-100	4-5	[1.2,2.2]	$(2.842 \pm 0.756 \pm 0.510) \times 10^{-9}$	$0.84 \pm 0.25 \pm 0.14$
0-20	All	[1.2,2.2]	$(5.705 \pm 0.501 \pm 0.987) \times 10^{-6}$	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.09$
20-40	All	[1.2,2.2]	$(4.577 \pm 0.474 \pm 0.783) \times 10^{-6}$	$0.62 \pm 0.07 \pm 0.11$
40-60	All	[1.2,2.2]	$(2.950 \pm 0.347 \pm 0.505) \times 10^{-6}$	$0.62 \pm 0.08 \pm 0.11$
60-88	All	[1.2,2.2]	$(1.671 \pm 0.195 \pm 0.289) \times 10^{-6}$	$0.79 \pm 0.10 \pm 0.15$

section (as done in previous PHENIX $d+\mathrm{Au}$ analyses). The correction factor ratio $\epsilon^{BBC}_{MB(cent)}/\epsilon^{BBC}_{J/\psi}$ depends *a priori* on the centrality bin and the rapidity range of the measured J/ψ particles. The values are given in Table I. The same procedure is applied for $p+p$ collisions, so that the yields are normalized to the $p+p$ total inelastic cross section of 42 mb.

The acceptance and efficiency corrections are determined using a full GEANT simulation [10] of the detector with realistic resolutions and detector plane efficiencies determined using real data. Compared to the original result [4], this simulation benefits from improvements in the understanding of the detector alignment, resolution, and overall performance. It also includes the improvements added to the reconstruction software and used for the recent $p+p$, Cu + Cu and Au + Au analyses [1, 2, 5]. Although the additional underlying hit occupancies per event are modest in $p+p$ and $d+\mathrm{Au}$ collisions, they are accounted for by embedding the simulated J/ψ mesons in real data events. The observed differences (4-5%) between embedded and nonembedded events are not significant given the statistics of the simulations, and therefore are included only as a contribution to the systematic uncertainty.

The systematic uncertainties in the J/ψ invariant yield (Table III) are grouped into three categories as in the

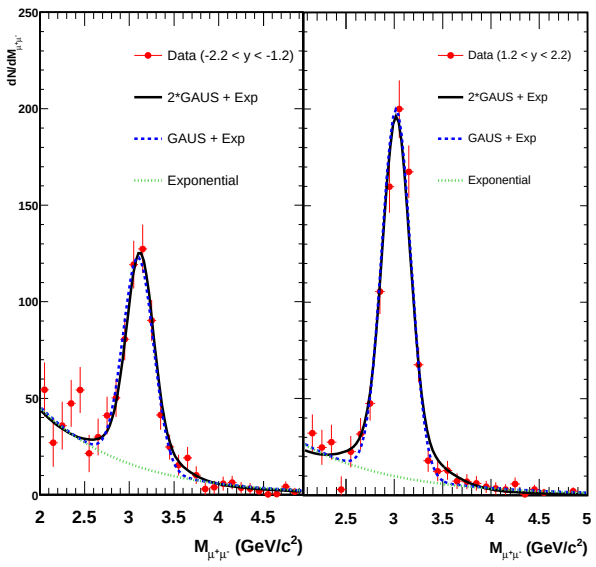

FIG. 2: (color online) Invariant mass spectra in minimum bias $d+$Au reactions for (left) $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ at $-2.2 < y < -1.2$ and (right) $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ at $1.2 < y < 2.2$, with the functional forms used to extract the number of reconstructed J/ψ mesons.

TABLE III: Sources of systematic uncertainties on the J/ψ invariant yield in $d+$Au collisions. Columns 2 (3) are the average values at mid (forward) rapidity. When two values are given, the first (second) is for peripheral (central) collisions. Uncertainties of type A (type B) are point to point uncorrelated (correlated).

source	$\|y\| < 0.35$	$\|y\| \in [1.2, 2.2]$	type
signal extraction	6 %	<10 %	A
acceptance	8 %	10 %	B
efficiency	6 %	8 to 20 %	B
run by run variation	5 %	8 %	B
input y, $p_{\rm T}$ distributions	2 %	4 %	B
embedding	4 %	5 %	B

previous analyses: point to point uncorrelated (Type A), for which the points can move independently from one another; point to point correlated (Type B), for which the points can move coherently though not necessarily by the same amount; and global uncertainties (Type C), for which all points move by the same multiplicative factor. Statistical and uncorrelated systematic uncertainties (Type A) are summed in quadrature and represented as vertical bars. Type B uncertainties are represented with boxes. The Type C globally correlated systematic uncertainties are quoted directly on the Figures.

Figure 3 shows the invariant J/ψ yield as a function of transverse momentum for $d+$Au collisions from this new analysis together with the published invariant yield

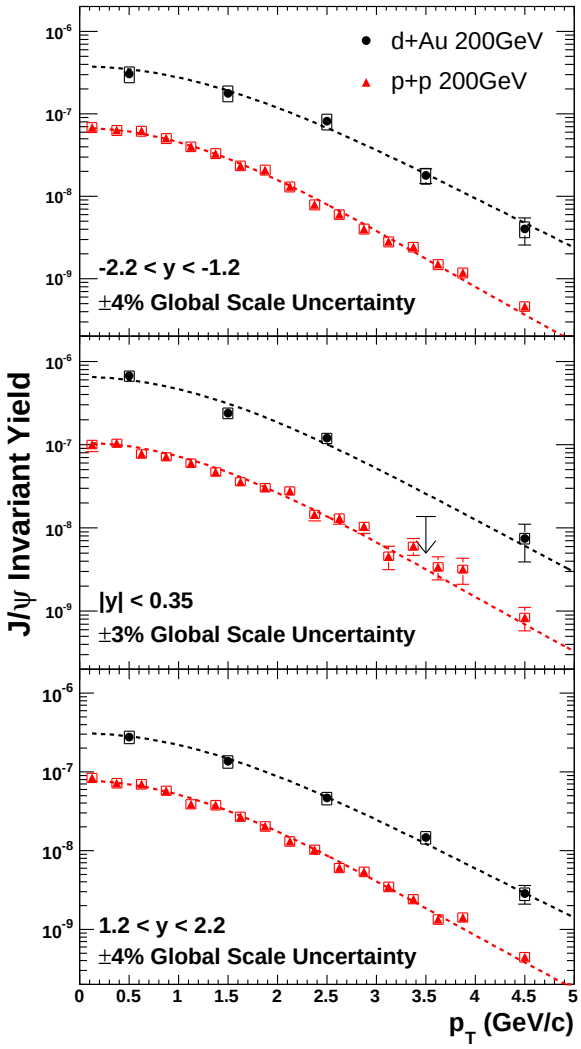

FIG. 3: (color on-line) J/ψ invariant yield versus $p_{\rm T}$ in $d+$Au collisions and $p+p$ collisions. The three panels are for rapidity selections $-2.2 < y < -1.2$, $|y| < 0.35$, and $1.2 < y < 2.2$ from top to bottom. See text for description of the uncertainties and details of the functional fits.

measured in $p+p$ collisions [2]. From these yields, a $\langle {p_{\rm T}}^2 \rangle$ is calculated using the following generic functional form to fit the data:

$$\frac{d^2N}{p_T dp_T} \sim A(1+(p_{\rm T}/B)^2)^{-6} \qquad (2)$$

In order to account for finite $p_{\rm T}$ binning, the fit function is first integrated over each $\Delta p_{\rm T}$ range and the integral is compared to data in the corresponding bin. The measured $\langle {p_{\rm T}}^2 \rangle$ as well as the associated statistical and systematic uncertainties are shown in Table IV.

In previous J/ψ analyses [1, 2], it was found that only for the high statistics $p+p$ data set (where the measurement has good precision out to $p_{\rm T} \approx 8$ GeV/c) is the

TABLE IV: $\langle p_{\mathrm{T}}{}^2\rangle$ calculated from a fit to the data and restricted to the range $0 < p_{\mathrm{T}} < 5$ GeV/c. See text for description of the uncertainties.

species	rapidity	$\langle p_{\mathrm{T}}{}^2\rangle[0,5]$
d+Au	[-2.2,-1.2]	$4.3 \pm 0.3 \pm 0.4$
d+Au	[-0.35, 0.35]	$3.9 \pm 0.3 \pm 0.3$
d+Au	[1.2,2.2]	$4.0 \pm 0.2 \pm 0.4$
p+p	[-2.2,-1.2]	$3.4 \pm 0.1 \pm 0.1$
p+p	[-0.35, 0.35]	$4.1 \pm 0.2 \pm 0.1$
p+p	[1.2,2.2]	$3.4 \pm 0.1 \pm 0.1$

functional form of the p_{T} spectrum well constrained. In the Au + Au case, the functional form is not well constrained and leads to a very large systematic uncertainty on the $\langle p_{\mathrm{T}}{}^2\rangle$ if integrated from 0 to ∞. The integral was therefore limited to $p_{\mathrm{T}} < 5$ GeV/c, where it is best constrained by the data. The d + Au data set suffers from the same statistical limitations and the same truncation to $p_{\mathrm{T}} < 5$ GeV/c is applied. Finally, this constraint is also applied to the $p+p$ case to make a direct comparison possible.

Two uncertainties are quoted in Table IV. The first corresponds to the statistical and point-to-point uncorrelated systematic uncertainties (Type A) on the measured yields. It is obtained directly from the fit using the second derivatives of the χ^2 surface at the minimum. The second corresponds to the point-to-point correlated systematic uncertainties (Type B). The contribution from the Type B uncertainty is estimated independently by coherently moving the measured points within the one standard deviation limit given by these uncertainties, allowing them to be either correlated or anti-correlated, and then re-doing the fit in all cases. The largest difference observed in the values obtained by the fit is used as an upper limit to the 1-sigma point-to-point correlated uncertainties on the $\langle p_{\mathrm{T}}{}^2\rangle$.

In the previous publication [4], values for the fully integrated $\langle p_{\mathrm{T}}{}^2\rangle$ in $p+p$ and $d+$Au are quoted. A significant systematic uncertainty originating from not knowing the functional form to best describe the data was found since then that was not included in the uncertainty quoted in the paper. In addition, the new analysis revealed a bias in the previous result that increased the signal, particularly in the lowest p_{T} bin. This bias is now corrected by using the mixed event background subtraction technique described above together with the modified log-likelihood fit over a more appropriate range, corresponding to the region where the physical background can accurately be described by a single exponential function. Finally, no separate treatment of the point-to-point correlated systematic uncertainties was performed at that time, since it was assumed that it would move all points in the same direction (positive correlation) and thus have no impact on the measured $\langle p_{\mathrm{T}}{}^2\rangle$.

The data, within uncertainties, includes the possibility of a modest broadening of the transverse momentum distribution relative to $p + p$ collisions. This is often attributed to initial and final state multiple scattering, sometimes referred to as the "Cronin effect." However, in calculating the $\Delta\langle p_{\mathrm{T}}{}^2\rangle = \langle p_{\mathrm{T}}{}^2\rangle_{dAu} - \langle p_{\mathrm{T}}{}^2\rangle_{pp}$ one finds this effect needs reduced uncertainties from future larger data sets to make any firm conclusions.

Figure 4 shows the J/ψ invariant yield, integrated over all p_{T}, as a function of rapidity for d + Au collisions. Shown are the results of the new analysis presented in this paper, as well as the previously published results [4] using the same data set. Overall the agreement of the two analysis results is good. The two sets of points differ in the reconstruction software, analysis cuts, and signal extraction technique. Thus many of the systematic uncertainties are different, and even the statistical uncertainties are not identical due to the different analysis cuts and the use of event mixing to estimate the combinatorial background in the new analysis, as opposed to the like-sign mass distribution used in [4].

Figure 5 shows the J/ψ invariant yield for $p + p$ collisions, from both the published high statistics result from Run-5 [2], as well as the lower statistics result from Run-3 as published in [4]. In both cases the points are in good agreement within the systematic uncertainty bands. A new analysis of the Run-3 $p + p$ lower statistics data set was also performed using the same technique and analysis cuts as for d + Au collisions. It also shows good agreement with these two sets of measurements, albeit with larger statistical uncertainties.

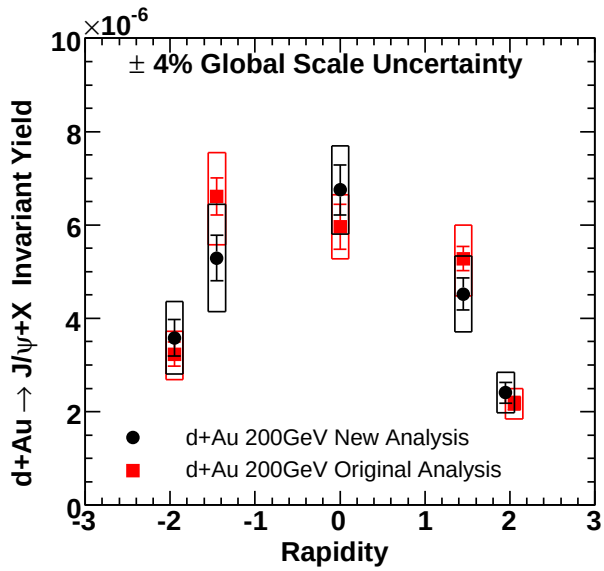

FIG. 4: (color online) J/ψ invariant yield as a function of rapidity for $d+$Au collisions. Shown are the new analysis results from this paper, in addition to the originally published results [4] using the same data. The global systematic uncertainty quoted is for the new analysis.

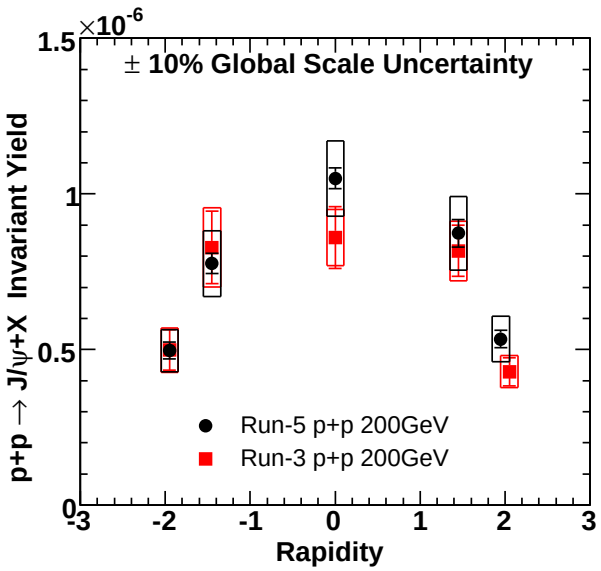

FIG. 5: (color online) J/ψ invariant yield as a function of rapidity for $p+p$ collisions. Shown are the high statistics results from 2005 $p+p$ PHENIX data taking period [2], and the originally published results [4] using the 2003 $p+p$ data set. The global systematic uncertainty quoted is for the new analysis.

In Figures 4 and 5, the highest rapidity point is not located exactly at the same rapidity position between the original and the new analysis. This is due to the fact that the positive rapidity muon arm has a slightly larger rapidity coverage than the negative rapidity arm. This property was used in the 2003 analysis to include additional J/ψ mesons at forward rapidity in order to probe a slightly lower region of x. It was found, however, that there were very few counts in this region and that the asymmetric rapidity range created additional difficulties when comparing the results measured at forward and backward rapidity (in case of symmetric collisions) and when comparing the results obtained in $p+p$ collisions to Cu + Cu or Au + Au collisions, for which this extra rapidity coverage was not available (due to high occupancy limitations at forward rapidity). As a consequence, it was decided for the later analyses to forgo the extra few J/ψ counts at very forward rapidity and use the same width rapidity bins at both positive and negative rapidity.

V. NUCLEAR MODIFICATION FACTOR

The J/ψ nuclear modification factor in a given centrality and rapidity bin is:

$$R_d\mathrm{Au} = \frac{1}{\langle N_{\mathrm{coll}}\rangle}\frac{dN^{d+Au}_{J/\psi}/dy}{dN^{p+p}_{J/\psi}/dy} \qquad (3)$$

with $dN^{\mathrm{dAu}}_{J/\psi}/dy$ being the J/ψ invariant yield measured in $d+$ Au collisions; $dN^{\mathrm{pp}}_{J/\psi}/dy$ the J/ψ invariant yield measured in $p+p$ collisions for the same rapidity bin and $\langle N_{\mathrm{coll}}\rangle$ the average number of binary collisions in the centrality bin under consideration, as listed in Table I. All R_dAu values as a function of p_T, y and centrality including statistical and systematic uncertainties are given in the Appendix Table II.

Figure 6 shows the nuclear modification factor R_dAu calculated using the $d+$ Au new analysis presented in this paper for the numerator and the 2005 $p+p$ data for the denominator. In contrast to the previous analysis [4], where the $p+p$ results were symmetrized around $y=0$ before calculating R_dAu to compensate for lower J/ψ statistics in the 2003 $p+p$ data set, in this case the R_dAu values are calculated independently at each rapidity.

The understanding of the detector performance in terms of alignment, resolution and efficiency has significantly improved between this analysis and previously published PHENIX $d+$ Au results [4]. This resulted in changes in the reconstruction software, analysis cuts, signal extraction technique and handling of both the physical and combinatorial background in the dilepton invariant mass distribution. Simultaneously, the systematic uncertainties associated with the measurement have also been re-evaluated in a way consistent with what was learned for the $p+p$, Cu + Cu, and Au + Au analyses. The new uncertainties are in general larger, although some of them cancel with their $p+p$ counterpart when forming R_dAu. This approximately counterbalances the reduction of the statistical uncertainty achieved by using the 2005 $p+p$ data set as a reference. Additionally, the J/ψ production cross sections in $p+p$ collisions measured in 2005 [2] are compatible within uncertainties, but higher than the values used in [4] (based on the 2003 $p+p$ data set) by about 13 %. As a consequence, the new nuclear modification factors are systematically lower than the ones previously published by about 5 to 20% for most points, depending on the p_{T}, y or centrality bin that is considered.

Within uncertainties, the nuclear modification factors are consistent with $R_d\mathrm{Au} = 1.0$ at negative and midrapidities, and are significantly lower than 1.0 at forward rapidity only, that is, in the deuteron-going direction. This trend is similar to that shown in Figure 1 of [4], although the new values are systematically smaller for all rapidity bins.

Figure 7 shows the J/ψ nuclear modification factor in $d+$ Au collisions as a function of the number of binary collisions for three rapidity ranges and four centrality classes. Only at forward rapidity is there statistically significant suppression.

VI. DISCUSSION

As stated in the Introduction, the $d+$ Au data is interesting both to fundamentally understand issues of

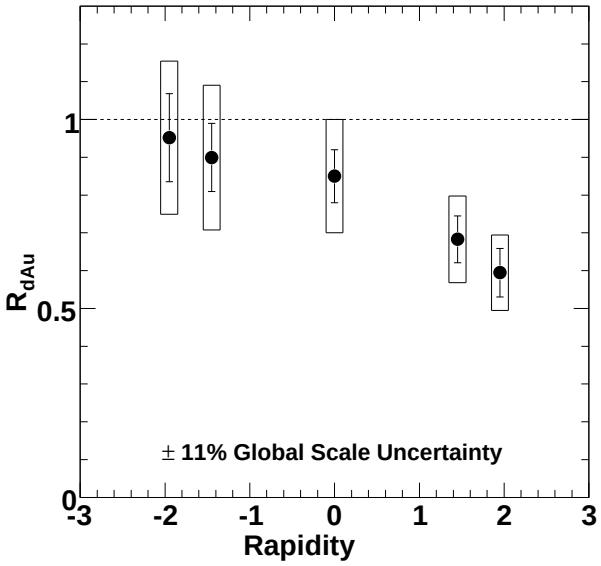

FIG. 6: J/ψ nuclear modification factor R_dAu as a function of rapidity.

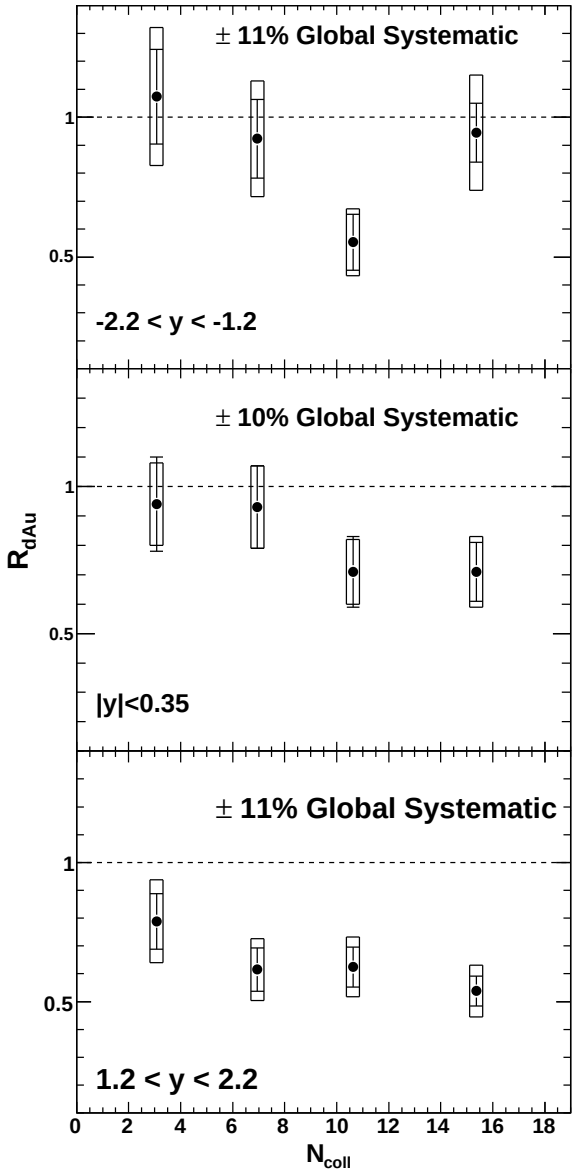

FIG. 7: J/ψ nuclear modification factor R_dAu as a function of $N_{\rm coll}$ for three rapidity ranges.

quarkonia and cold nuclear matter and also to separate these effects from hot nuclear matter effects in heavy ion collisions. In order to address both issues, we compare the experimental data with two different models including both modification of the initial parton distribution functions (PDF) and a free parameter to account for the breakup of correlated $c\bar{c}$ pairs that might have otherwise formed J/ψ mesons. Note that often in the literature, this breakup process in cold nuclear matter is referred to as an absorption cross section of the J/ψ particles on the nucleons in the nucleus. Here we avoid this nomenclature both because the object that is "absorbed" is generally not a fully-formed J/ψ but rather a $c\bar{c}$ pair, and because the actual process is more a breakup of this pair, rather than the absorption of it.

Shown in Figure 8 is the nuclear modification factor R_dAu as a function of rapidity in comparison to theoretical calculations [3] that include either EKS [12] or NDSG [13] shadowing models for the nuclear PDFs. In each case an additional suppression associated with a $\sigma_{breakup}$ is also included. Note that there is no *ab initio* calculation of this cross section, and while one might expect a similar value to results at lower energy [14], it need not be identical.

Taking full account of the statistical and systematic uncertainties on the experimental data, the breakup cross section is determined under certain assumptions. We have followed the statistical procedure detailed in [15]. If we assume that the EKS modified nuclear PDFs are exactly correct, and that the only additional suppression is accounted for by $\sigma_{breakup}$, then the data constrains $\sigma_{breakup} = 2.8^{+1.7}_{-1.4}$ mb with the uncertainties as one standard deviation. Similarly, if we assume the NDSG modified nuclear PDFs, then we obtain $\sigma_{breakup} = 2.2^{+1.6}_{-1.5}$ mb. These breakup cross-section values are consistent (within the large uncertainties) with the 4.2 ± 0.5 mb determined at lower energies at the CERN-SPS [14]. The extracted breakup cross section at lower energies assumes no contribution from the modification of nuclear PDFs. At the lower energies, J/ψ production is sensitive to higher-x partons in the anti-shadowing regime where the modifications are expected to be smaller and in the opposite direction [16].

The modified nuclear PDFs from EKS and NDSG are constrained from other experimental measurements such

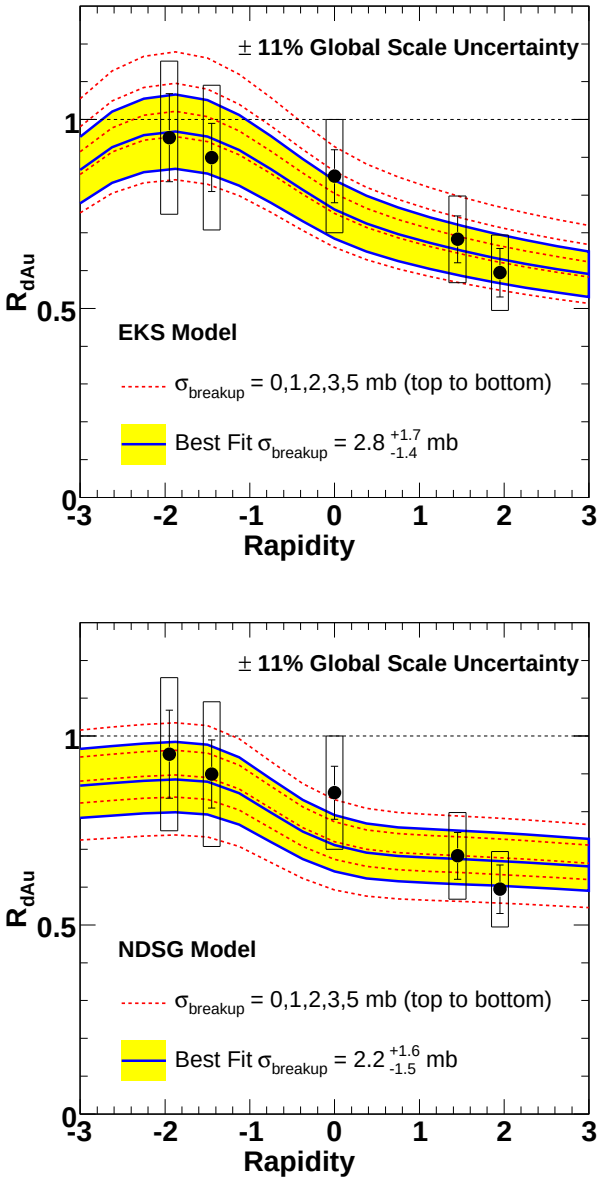

FIG. 8: (color online) R_dAu data compared to various theoretical curves for different $\sigma_{breakup}$ values. Also, shown as a band are the range of $\sigma_{breakup}$ found to be consistent with the data within one standard deviation. The top panel is a comparison for EKS shadowing [12], while the bottom panel is for NDSG shadowing [13].

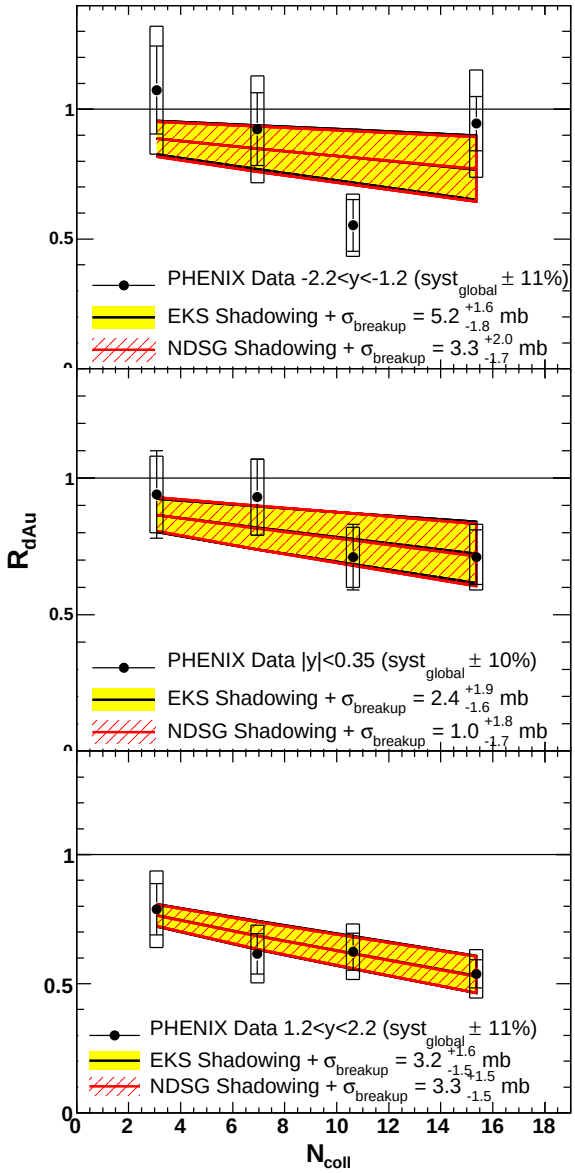

FIG. 9: (color online) R_dAu data as a function of $N_{\rm coll}$ for three different rapidity ranges. Overlayed are theoretical curves representing the best fit $\sigma_{breakup}$ values as determined in each rapidity range separately, utilizing EKS and NDSG nuclear PDFs and a simple geometric dependence. Also, shown as bands are the range of $\sigma_{breakup}$ found to be consistent with the data within one standard deviation.

as deep inelastic scattering from various nuclear targets and the resulting $F_2(A)$ structure functions. A geometric parametrization of these PDFs based on the path of the parton through the nucleus is described in [17] and [3]. One can test this geometric dependence by comparison with the d+Au nuclear modification factors as a function of $N_{\rm coll}$. Using this geometric dependence, the most probable $\sigma_{breakup}$ is calculated independently in three rapidity ranges (see Table V). The corresponding nuclear modification values and their one standard deviation bands are shown as a function of $N_{\rm coll}$ in Figure 9. The two calculations with EKS and NDSG nuclear PDFs yield almost identical bands since the same geometric dependence is used in both cases. However, each band represents a different balance of modification due to the nuclear PDF

TABLE V: Most probable values and one standard deviations of $\sigma_{breakup}$ assuming two different shadowing models, from a fit to minimum bias R_dAu points as a function of rapidity (Figure 8), and fits to R_dAu as a function of $N_{\rm coll}$ in three separate rapidity bins (Figure 9).

Fit Range in y	EKS (mb)	NDSG (mb)
All	$2.8^{+1.7}_{-1.4}$	$2.2^{+1.6}_{-1.5}$
$[-2.2, -1.2]$	$5.2^{+1.6}_{-1.8}$	$3.3^{+2.0}_{-1.7}$
$[-0.35, 0.35]$	$2.4^{+1.9}_{-1.6}$	$1.0^{+1.8}_{-1.7}$
$[1.2, 2.2]$	$3.2^{+1.6}_{-1.5}$	$3.3^{+1.5}_{-1.5}$

and the breakup cross section.

For both the EKS and the NDSG PDFs, the values of $\sigma_{breakup}$ extracted from the overall rapidity dependence of R_dAu and from the $N_{\rm coll}$ dependence of R_dAu within the different rapidity ranges are consistent within the large systematic uncertainties. It should be noted that though the $1-$p-value for the best fit is poor at backward rapidity (as can be seen in Fig. 9), there is still a well defined maximum in the likelihood function for $\sigma_{breakup}$. A future higher precision R_dAu measurement as a function of centrality will be crucial to constrain the exact geometric dependence.

One can also utilize this model to do a consistent calculation of the contribution from cold nuclear matter effects that should be present in Cu + Cu and Au + Au collisions. These contributions, using the best fit value of $\sigma_{breakup}$ and their one standard deviation values extracted from the data in Figure 8 for each of the two shadowing models, are shown in Figures 10 and 11. In the Cu + Cu case, J/ψ production is not suppressed beyond cold nuclear matter effects at midrapidity or at forward rapidity, within the limits of the large error bands, and the midrapidity data in the Au + Au case is similarly inconclusive. However, there is a significant suppression in the data at forward rapidity, beyond the uncertainties in both the data and the projection. It should be noted that the uncertainty band at forward and midrapidities are entirely correlated, as they reflect only the uncertainty in the $\sigma_{breakup}$. There is no systematic uncertainty included for the choice of modified nuclear PDF model, which is the only way to change the relative suppression between forward and midrapidities within the context of this calculation. The more data-driven calculation described later in this section, however, is performed independently at different rapidities and does not suffer the same stipulation.

It should also be noted that the theoretical calculations yield R_{AA} as a continuous function of the number of participants, whereas the data points are at discrete values representing a convolution of the modification factor with the N_{part} distribution within a particular centrality category. A Glauber simulation combined with a Monte Carlo of the PHENIX experimental trigger and centrality selection is utilized to convert the continuous theory predictions into discrete predictions in the simulated PHENIX centrality categories. Thus, the results shown in the figures are in fact predictions for the matched event selection categories of the experimental data points.

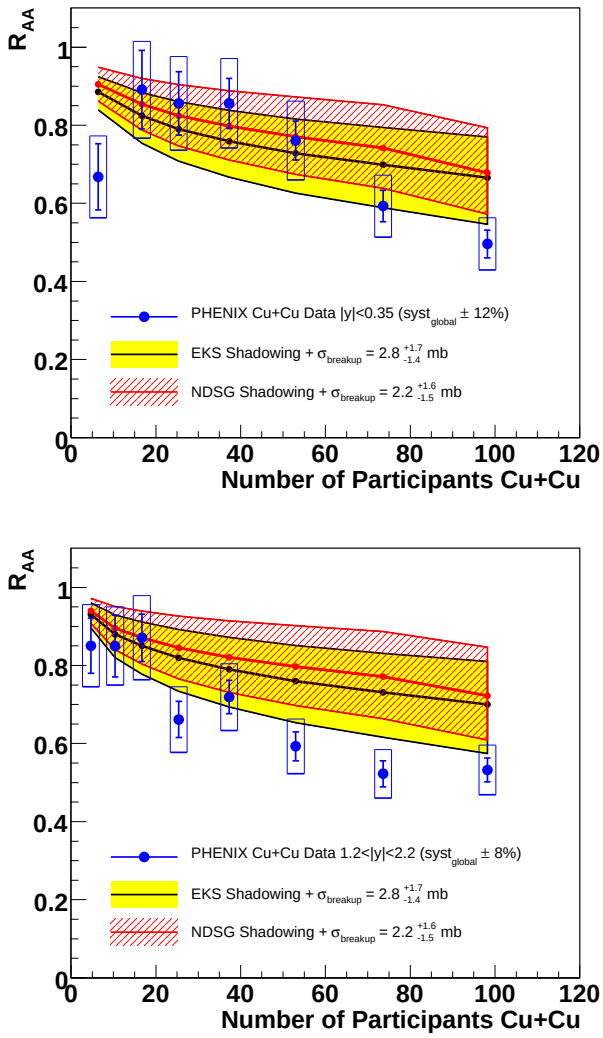

FIG. 10: (color online) R_{AA} for Cu+Cu [5] collisions compared to a band of theoretical curves for the $\sigma_{breakup}$ values found to be consistent with the $d+$Au data as shown in Figure 8. The top figure includes both EKS shadowing [12] and NDSG shadowing [13] at midrapidity. The bottom figure is the same at forward rapidity.

In order to explore the cold nuclear matter constraints further, an alternative data-driven method proposed in [18] is used. This approach assumes that there is a single modification factor parameterizing all cold nuclear matter effects that is a simple function of the radial position in the nucleus. This computation has the advantage of not having to assume a specific shadowing scheme and a specific breakup cross section, but instead relies only on the measured impact parameter dependence. It assumes

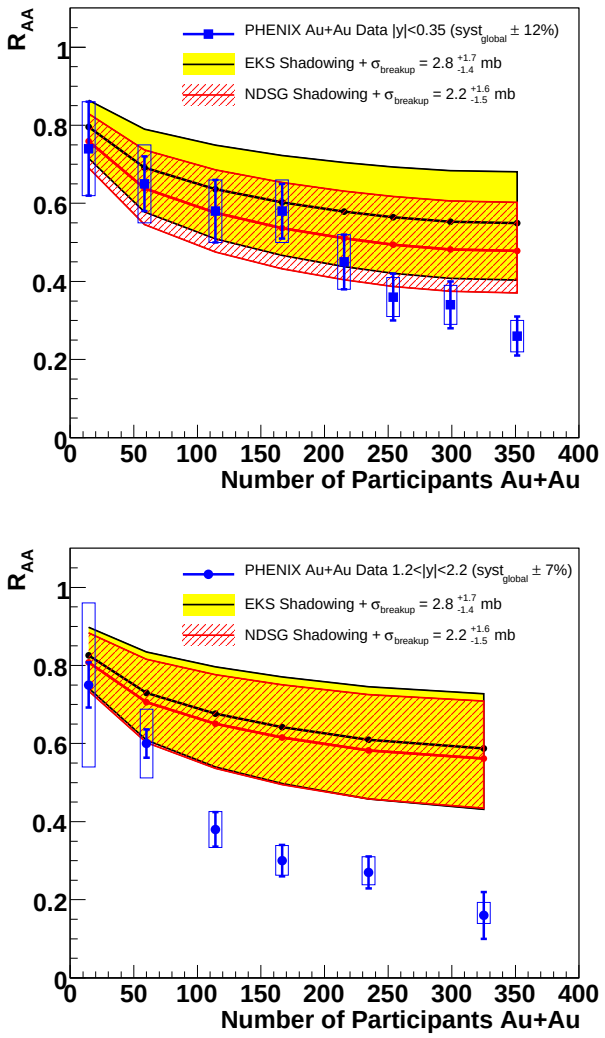

FIG. 11: (color online) R_{AA} for Au+Au [1] collisions compared to a band of theoretical curves for the $\sigma_{breakup}$ values found to be consistent with the $d+$Au data as shown in Figure 8. The top figure includes both EKS shadowing [12] and NDSG shadowing [13] at midrapidity. The bottom figure is the same at forward rapidity.

that the cold nuclear matter effects suffered by a J/ψ in a Au + Au collision at a given rapidity are the product of the modifications measured in $d+$Au collisions at the same rapidity and the modifications measured at the opposite rapidity (or equivalently in a Au + d collision). This assumption holds for the two effects considered so far, namely shadowing and subsequent breakup. It also assumes that the same parton distributions are sampled by the J/ψ particles observed in the (wide) rapidity range in Au + Au and $d+$Au collisions. Note that since this model implicitly includes any possible modified nuclear PDFs, the modification factors may have an x-dependence that is accounted for by considering the backward, mid and forward rapidity $d+$Au data. The different rapidity regions are sensitive to the initial-state partons in the gold nucleus in three broad ranges of x, corresponding to $x \approx$ 0.002-0.01, 0.01-0.05, and 0.05-0.2, as determined from PYTHIA.

A Glauber Monte Carlo and a simulation of the BBC detector used for centrality determination and triggering are done. The resulting four centrality categories (0-20%, 20-40%, 40-60%, 60-88%) in $d+$Au collisions are characterized by a distribution in the number of binary collisions, as shown in the top panel of Figure 12. In addition, the distribution of radial positions r in the Au nucleus of binary collisions is calculated and shown in the bottom panel of Figure 12.

The procedure is to use the forward, mid, and backward rapidity centrality-dependent R_dAu to constrain the modification factor $\Re(r)$ for three broad regions of initial parton x ($\Re_{low}$, $\Re_{mid}$, $\Re_{high}$ respectively). Then one can use these parameterizations to project the cold nuclear matter effect in the Au + Au case. The current $d+$Au data are insufficient to constrain the functional form of $\Re(r)$. As a simplifying case, $\Re(r)$ is assumed to be linear in r and to be fixed at $\Re(r \geq 8 \text{ fm}) = 1.0$ at the edge of the gold nucleus. Thus, the only free parameter is the slope (or equivalently the magnitude of the modification factor at $r = 0$). Other functions were tried and essentially differ by their extrapolation to lower and higher radial positions, since the data are not precise enough to constrain the shape. This has a particularly strong impact on the most peripheral collisions for which our assumption that $\Re(r \geq 8 \text{ fm}) = 1.0$ adds a significant constraint to the shape.

For all possible slope parameters, consistency with the experimental data is checked using the procedure detailed in [15], which utilizes the full statistical and systematic uncertainties. The range of parameters within one standard deviation of the uncertainties is determined separately for backward, mid, and forward rapidity. Using this range of parameters, the cold nuclear matter suppression expected in Au + Au collisions is projected as a function of collision centrality and for mid and forward rapidity. Note that the forward rapidity Au + Au J/ψ production is sensitive to the low-x partons in one gold nucleus and the high-x partons in the other gold nucleus. Thus, in the Monte Carlo, for every binary collision at r_1 and r_2 (the radii with respect to the center of each nucleus) the expected modification is $\Re_{low}(r_1) \times \Re_{high}(r_2)$. The midrapidity Au + Au J/ψ production is predominantly sensitive to the mid-x partons from both gold nuclei and therefore the expected modification is $\Re_{mid}(r_1) \times \Re_{mid}(r_2)$. The total modification expected is calculated by taking the average over all correlated r_1 and r_2 positions for binary collisions within overall Au + Au collisions in each Au + Au centrality class.

The results of these calculations matched to the experimentally measured Au + Au centrality bins are shown in Figure 13. It is notable that the midrapidity cold nuclear

matter extrapolation agrees within the uncertainty of the experimental data at midrapidity. Thus, it is not possible within the current constraints to determine the potential extent of hot nuclear matter effects. This conclusion is qualitatively similar to that reached from the previous model calculations as shown in Figure 11. However, at forward rapidity, this method projects a somewhat larger range of possible cold nuclear matter effects than the previous models.

Neither the predictions of cold nuclear matter effects in heavy ion collisions based on fitting of the $d+$Au data with theoretical curves (Figures 10 and 11), nor those obtained directly from the $d+$Au data points (Figure 13) are well enough constrained to permit quantitative conclusions about additional hot nuclear matter effects.

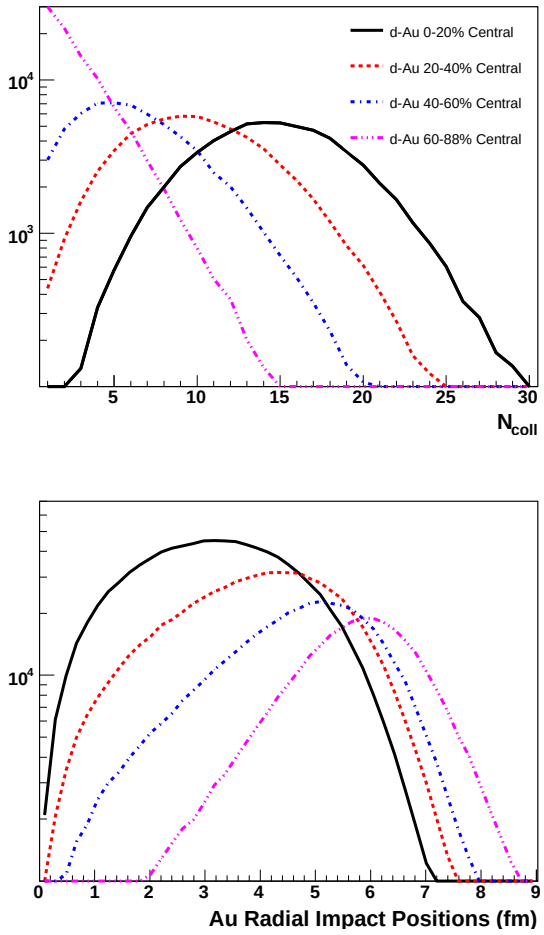

FIG. 12: Results from a Glauber Model Monte Carlo including simulation of the $d+$Au centrality selection and triggering based on the PHENIX BBC. The top panel shows the distribution of the number of binary collisions for events in each of the four centrality classes 0-20%, 20-40%, 40-60%, 60-88%. The distribution for radial impact points in the gold nucleus of binary collisions is shown in the lower panel.

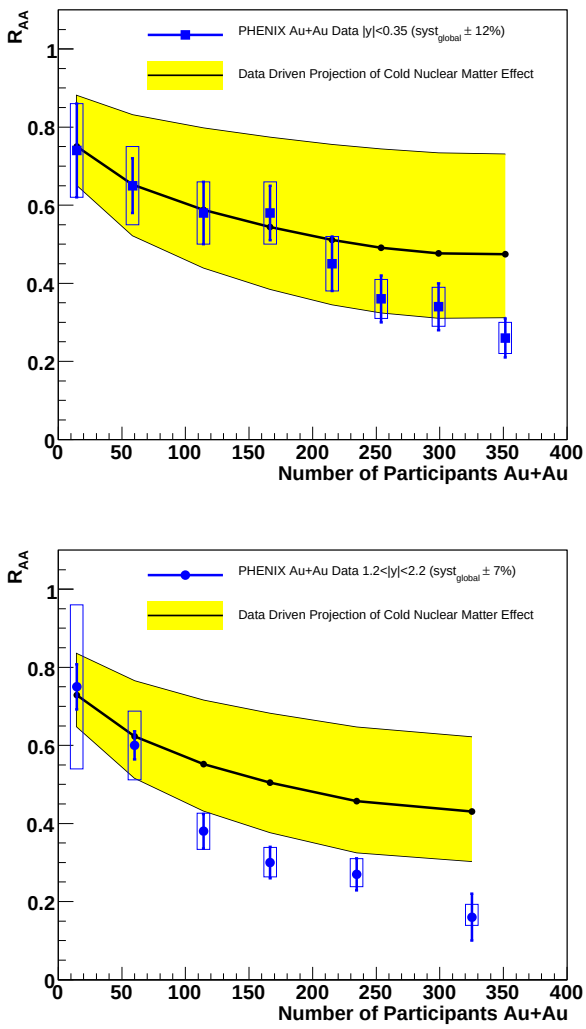

FIG. 13: Predictions of the data driven method [18] constrained by the R_dAu as a function of collision centrality for the Au+Au R_{AA} for midrapidity (top) and at forward rapidity (bottom).

VII. CONCLUSIONS

A new analysis of J/ψ production in d+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV has been presented using the PHENIX 2003 d+Au data set. Cuts and analysis techniques that are consistent with the previously published results for $p+p$, Cu + Cu and Au + Au collisions at the same energy [1, 2, 5] are used. The new analysis also benefits from the significantly larger p+p data set from Run-5.

A statistical comparison of these new results to theoretical calculations has been performed with a detailed handling of the experimental uncertainties to estimate a J/ψ (or precursor) breakup cross section in cold nuclear matter on top of models for the modifications of the parton distribution functions in the nucleus. Using EKS

(NDSG) shadowing, a breakup cross section of $2.8^{+1.7}_{-1.4}$ ($2.2^{+1.6}_{-1.5}$) mb is obtained. These breakup cross-section values are consistent within large uncertainties with the 4.2 ± 0.5 mb determined at lower energies at the CERN-SPS [14]. The measured values are then used to predict the expected cold nuclear matter effects on J/ψ production in Cu + Cu and Au + Au collisions, and these are compared to the measured nuclear modification factors for those systems. These predictions are found to be similar to those from a less model-dependent and more data-driven method based on the variation of the nuclear modification factor measured in d + Au collisions as a function of both rapidity and centrality [18]. It is notable that the latter method yields a somewhat larger possible suppression in the forward rapidity case. In all cases the large error bars associated with the extrapolation prevent making firm quantitative statements on any additional J/ψ suppression in Au + Au collisions beyond that expected from cold nuclear matter effects. A d + Au data set with much improved statistical precision is needed to both reduce the statistical uncertainties and permit better control over the systematic uncertainties.

Acknowledgments

We thank the staff of the Collider-Accelerator and Physics Departments at Brookhaven National Laboratory and the staff of the other PHENIX participating institutions for their vital contributions. We also thank Ramona Vogt for useful discussions and for the calculations used to set the level of the breakup cross sections. We acknowledge support from the Office of Nuclear Physics in the Office of Science of the Department of Energy, the National Science Foundation, Abilene Christian University Research Council, Research Foundation of SUNY, and Dean of the College of Arts and Sciences, Vanderbilt University (U.S.A), Ministry of Education, Culture, Sports, Science, and Technology and the Japan Society for the Promotion of Science (Japan), Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico and Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (Brazil), Natural Science Foundation of China (People's Republic of China), Ministry of Education, Youth and Sports (Czech Republic), Centre National de la Recherche Scientifique, Commissariat à l'Énergie Atomique, and Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (France), Ministry of Industry, Science and Tekhnologies, Bundesministerium für Bildung und Forschung, Deutscher Akademischer Austausch Dienst, and Alexander von Humboldt Stiftung (Germany), Hungarian National Science Fund, OTKA (Hungary), Department of Atomic Energy (India), Israel Science Foundation (Israel), Korea Research Foundation and Korea Science and Engineering Foundation (Korea), Ministry of Education and Science, Rassia Academy of Sciences, Federal Agency of Atomic Energy (Russia), VR and the Wallenberg Foundation (Sweden), the U.S. Civilian Research and Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union, the US-Hungarian NSF-OTKA-MTA, and the US-Israel Binational Science Foundation.

[1] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 232301 (2007).
[2] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 232002 (2007).
[3] R. Vogt, Phys. Rev. **C71**, 054902 (2005).
[4] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 012304 (2006).
[5] A. Adare et al., (to be published).
[6] K. Adcox et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 469 (2003).
[7] S. N. White, AIP Conf. Proc. **792**, 527 (2005).
[8] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg (2007).
[9] A. Spiridonov, hep-ex/0510076.
[10] *GEANT 3.2.1 Manual* (1994), CERN W5013, URL `wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/pdfdir/geant.pdf`.
[11] T. Sjöstrand et al., J. High Energy Phys. **05**, 026 (2006).
[12] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, and R. Vogt, Nucl. Phys. A **696**, 729 (2001).
[13] D. deFlorian and R. Sassot, Phys. Rev. D **69**, 074028 (2004).
[14] B. Alessandro et al., Euro. Phys. J. C **48**, 329 (2006).
[15] A. Adare et al., (to be published).
[16] C. Lourenco, Nucl. Phys. **A783**, 451 (2007).
[17] S. R. Klein and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **91**, 142301 (2003).
[18] R. Granier de Cassagnac, J. Phys. **G34**, S955 (2007).

Annexe C

Cold Nuclear Matter Effects on J/ψ Yields as a Function of Rapidity and Nuclear Geometry in $d + \mathrm{A}$ collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV

arXiv:1010.1246v1 [nucl-ex] 6 Oct 2010

Cold Nuclear Matter Effects on J/ψ Yields as a Function of Rapidity and Nuclear Geometry in d+A Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV

A. Adare,[12] S. Afanasiev,[27] C. Aidala,[40] N.N. Ajitanand,[57] Y. Akiba,[51,52] H. Al-Bataineh,[46] J. Alexander,[57] A. Angerami,[13] K. Aoki,[33,51] N. Apadula,[58] L. Aphecetche,[59] Y. Aramaki,[11] J. Asai,[51] E.T. Atomssa,[34] R. Averbeck,[58] T.C. Awes,[47] B. Azmoun,[6] V. Babintsev,[23] M. Bai,[5] G. Baksay,[19] L. Baksay,[19] A. Baldisseri,[15] K.N. Barish,[7] P.D. Barnes,[36] B. Bassalleck,[45] A.T. Basye,[1] S. Bathe,[7,52] S. Batsouli,[47] V. Baublis,[50] C. Baumann,[41] A. Bazilevsky,[6] S. Belikov,[6,*] R. Belmont,[63] R. Bennett,[58] A. Berdnikov,[54] Y. Berdnikov,[54] J.H. Bhom,[66] A.A. Bickley,[12] D.S. Blau,[32] J.G. Boissevain,[36] J.S. Bok,[66] H. Borel,[15] K. Boyle,[58] M.L. Brooks,[36] H. Buesching,[6] V. Bumazhnov,[23] G. Bunce,[6,52] S. Butsyk,[36] C.M. Camacho,[36] S. Campbell,[58] A. Caringi,[42] B.S. Chang,[66] W.C. Chang,[2] J.-L. Charvet,[15] C.-H. Chen,[58] S. Chernichenko,[23] C.Y. Chi,[13] M. Chiu,[6,24] I.J. Choi,[66] J.B. Choi,[9] R.K. Choudhury,[4] P. Christiansen,[38] T. Chujo,[62] P. Chung,[57] A. Churyn,[23] O. Chvala,[7] V. Cianciolo,[47] Z. Citron,[58] B.A. Cole,[13] Z. Conesa del Valle,[34] M. Connors,[58] P. Constantin,[36] M. Csanád,[17] T. Csörgő,[30] T. Dahms,[58] S. Dairaku,[33,51] I. Danchev,[63] K. Das,[20] A. Datta,[40] G. David,[6] M.K. Dayananda,[21] A. Denisov,[23] D. d'Enterria,[34] A. Deshpande,[52,58] E.J. Desmond,[6] K.V. Dharmawardane,[46] O. Dietzsch,[55] A. Dion,[26,58] M. Donadelli,[55] L. D Orazio,[39] O. Drapier,[34] A. Drees,[58] K.A. Drees,[5] A.K. Dubey,[65] J.M. Durham,[58] A. Durum,[23] D. Dutta,[4] V. Dzhordzhadze,[7] S. Edwards,[20] Y.V. Efremenko,[47] F. Ellinghaus,[12] T. Engelmore,[13] A. Enokizono,[35,47] H. En'yo,[51,52] S. Esumi,[62] K.O. Eyser,[7] B. Fadem,[42] D.E. Fields,[45,52] M. Finger, Jr.,[8] M. Finger,[8] F. Fleuret,[34] S.L. Fokin,[32] Z. Fraenkel,[65,*] J.E. Frantz,[58] A. Franz,[6] A.D. Frawley,[20] K. Fujiwara,[51] Y. Fukao,[33,51] T. Fusayasu,[44] I. Garishvili,[60] A. Glenn,[12,35] H. Gong,[58] M. Gonin,[34] J. Gosset,[15] Y. Goto,[51,52] R. Granier de Cassagnac,[34] N. Grau,[13] S.V. Greene,[63] G. Grim,[36] M. Grosse Perdekamp,[24,52] T. Gunji,[11] H.-Å. Gustafsson,[38,*] A. Hadj Henni,[59] J.S. Haggerty,[6] K.I. Hahn,[18] H. Hamagaki,[11] J. Hamblen,[60] J. Hanks,[13] R. Han,[49] E.P. Hartouni,[35] K. Haruna,[22] E. Haslum,[38] R. Hayano,[11] M. Heffner,[35] T.K. Hemmick,[58] T. Hester,[7] X. He,[21] J.C. Hill,[26] M. Hohlmann,[19] W. Holzmann,[13,57] K. Homma,[22] B. Hong,[31] T. Horaguchi,[11,22,51,61] D. Hornback,[60] S. Huang,[63] T. Ichihara,[51,52] R. Ichimiya,[51] H. Iinuma,[33,51] Y. Ikeda,[62] K. Imai,[33,51] J. Imrek,[16] M. Inaba,[62] D. Isenhower,[1] M. Ishihara,[51] T. Isobe,[11] M. Issah,[57,63] A. Isupov,[27] D. Ivanischev,[50] Y. Iwanaga,[22] B.V. Jacak,[58,†] J. Jia,[6,13,57] X. Jiang,[36] J. Jin,[13] B.M. Johnson,[6] T. Jones,[1] K.S. Joo,[43] D. Jouan,[48] D.S. Jumper,[1] F. Kajihara,[11] S. Kametani,[51] N. Kamihara,[52] J. Kamin,[58] J.H. Kang,[66] J. Kapustinsky,[36] K. Karatsu,[33] M. Kasai,[53,51] D. Kawall,[40,52] M. Kawashima,[53,51] A.V. Kazantsev,[32] T. Kempel,[26] A. Khanzadeev,[50] K.M. Kijima,[22] J. Kikuchi,[64] A. Kim,[18] B.I. Kim,[31] D.H. Kim,[43] D.J. Kim,[28,66] E.J. Kim,[9] E. Kim,[56] S.H. Kim,[66] Y.-J. Kim,[24] E. Kinney,[12] K. Kiriluk,[12] Á. Kiss,[17] E. Kistenev,[6] J. Klay,[35] C. Klein-Boesing,[41] L. Kochenda,[50] B. Komkov,[50] M. Konno,[62] J. Koster,[24] A. Kozlov,[65] A. Král,[14] A. Kravitz,[13] G.J. Kunde,[36] K. Kurita,[53,51] M. Kurosawa,[51] M.J. Kweon,[31] Y. Kwon,[60,66] G.S. Kyle,[46] R. Lacey,[57] Y.S. Lai,[13] J.G. Lajoie,[26] D. Layton,[24] A. Lebedev,[26] D.M. Lee,[36] J. Lee,[18] K.B. Lee,[31] K.S. Lee,[31] T. Lee,[56] M.J. Leitch,[36] M.A.L. Leite,[55] B. Lenzi,[55] P. Lichtenwalner,[42] P. Liebing,[52] L.A. Linden Levy,[12] T. Liška,[14] A. Litvinenko,[27] H. Liu,[36,46] M.X. Liu,[36] X. Li,[10] B. Love,[63] D. Lynch,[6] C.F. Maguire,[63] Y.I. Makdisi,[5] A. Malakhov,[27] M.D. Malik,[45] V.I. Manko,[32] E. Mannel,[13] Y. Mao,[49,51] L. Mašek,[8,25] H. Masui,[62] F. Matathias,[13] M. McCumber,[58] P.L. McGaughey,[36] D. McGlinchey,[20] N. Means,[58] B. Meredith,[24] Y. Miake,[62] T. Mibe,[29] A.C. Mignerey,[39] P. Mikeš,[25] K. Miki,[62] A. Milov,[6] M. Mishra,[3] J.T. Mitchell,[6] A.K. Mohanty,[4] H.J. Moon,[43] Y. Morino,[11] A. Morreale,[7] D.P. Morrison,[6] T.V. Moukhanova,[32] D. Mukhopadhyay,[63] T. Murakami,[33] J. Murata,[53,51] S. Nagamiya,[29] J.L. Nagle,[12] M. Naglis,[65] M.I. Nagy,[17,30] I. Nakagawa,[51,52] Y. Nakamiya,[22] K.R. Nakamura,[33] T. Nakamura,[22,51] K. Nakano,[51,61] S. Nam,[18] J. Newby,[35] M. Nguyen,[58] M. Nihashi,[22] T. Niita,[62] R. Nouicer,[6] A.S. Nyanin,[32] C. Oakley,[21] E. O'Brien,[6] S.X. Oda,[11] C.A. Ogilvie,[26] K. Okada,[52] M. Oka,[62] Y. Onuki,[51] A. Oskarsson,[38] M. Ouchida,[22] K. Ozawa,[11] R. Pak,[6] A.P.T. Palounek,[36] V. Pantuev,[58] V. Papavassiliou,[46] I.H. Park,[18] J. Park,[56] S.K. Park,[31] W.J. Park,[31] S.F. Pate,[46] H. Pei,[26] J.-C. Peng,[24] H. Pereira,[15] V. Peresedov,[27] D.Yu. Peressounko,[32] R. Petti,[58] C. Pinkenburg,[6] R.P. Pisani,[6] M. Proissl,[58] M.L. Purschke,[6] A.K. Purwar,[36] H. Qu,[21] J. Rak,[28,45] A. Rakotozafindrabe,[34] I. Ravinovich,[65] K.F. Read,[47,60] S. Rembeczki,[19] K. Reygers,[41] V. Riabov,[50] Y. Riabov,[50] E. Richardson,[39] D. Roach,[63] G. Roche,[37] S.D. Rolnick,[7] M. Rosati,[26] C.A. Rosen,[12] S.S.E. Rosendahl,[38] P. Rosnet,[37] P. Rukoyatkin,[27] P. Ružička,[25] V.L. Rykov,[51] B. Sahlmueller,[41] N. Saito,[29,33,51,52] T. Sakaguchi,[6] S. Sakai,[62] K. Sakashita,[51,61] V. Samsonov,[50] S. Sano,[11,64] T. Sato,[62] S. Sawada,[29] K. Sedgwick,[7] J. Seele,[12] R. Seidl,[24,52] A.Yu. Semenov,[26] V. Semenov,[23] R. Seto,[7] D. Sharma,[65] I. Shein,[23] T.-A. Shibata,[51,61] K. Shigaki,[22]

M. Shimomura,[62] K. Shoji,[33,51] P. Shukla,[4] A. Sickles,[6] C.L. Silva,[26,55] D. Silvermyr,[47] C. Silvestre,[15] K.S. Sim,[31] B.K. Singh,[3] C.P. Singh,[3] V. Singh,[3] M. Slunečka,[8] A. Soldatov,[23] R.A. Soltz,[35] W.E. Sondheim,[36] S.P. Sorensen,[60] I.V. Sourikova,[6] F. Staley,[15] P.W. Stankus,[47] E. Stenlund,[38] M. Stepanov,[46] A. Ster,[30] S.P. Stoll,[6] T. Sugitate,[22] C. Suire,[48] A. Sukhanov,[6] J. Sziklai,[30] E.M. Takagui,[55] A. Taketani,[51,52] R. Tanabe,[62] Y. Tanaka,[44] S. Taneja,[58] K. Tanida,[33,51,52,56] M.J. Tannenbaum,[6] S. Tarafdar,[3] A. Taranenko,[57] P. Tarján,[16] H. Themann,[58] D. Thomas,[1] T.L. Thomas,[45] M. Togawa,[33,51,52] A. Toia,[58] L. Tomášek,[25] Y. Tomita,[62] H. Torii,[22,51] R.S. Towell,[1] V-N. Tram,[34] I. Tserruya,[65] Y. Tsuchimoto,[22] C. Vale,[6,26] H. Valle,[63] H.W. van Hecke,[36] E. Vazquez-Zambrano,[13] A. Veicht,[24] J. Velkovska,[63] R. Vértesi,[16,30] A.A. Vinogradov,[32] M. Virius,[14] A. Vossen,[24] V. Vrba,[25] E. Vznuzdaev,[50] X.R. Wang,[46] D. Watanabe,[22] K. Watanabe,[62] Y. Watanabe,[51,52] F. Wei,[26] R. Wei,[57] J. Wessels,[41] S.N. White,[6] D. Winter,[13] C.L. Woody,[6] R.M. Wright,[1] M. Wysocki,[12] W. Xie,[52] Y.L. Yamaguchi,[11,64] K. Yamaura,[22] R. Yang,[24] A. Yanovich,[23] J. Ying,[21] S. Yokkaichi,[51,52] G.R. Young,[47] I. Younus,[45] Z. You,[49] I.E. Yushmanov,[32] W.A. Zajc,[13] O. Zaudtke,[41] C. Zhang,[47] S. Zhou,[10] and L. Zolin[27]

(PHENIX Collaboration)

[1]*Abilene Christian University, Abilene, Texas 79699, USA*
[2]*Institute of Physics, Academia Sinica, Taipei 11529, Taiwan*
[3]*Department of Physics, Banaras Hindu University, Varanasi 221005, India*
[4]*Bhabha Atomic Research Centre, Bombay 400 085, India*
[5]*Collider-Accelerator Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*
[6]*Physics Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA*
[7]*University of California - Riverside, Riverside, California 92521, USA*
[8]*Charles University, Ovocný trh 5, Praha 1, 116 36, Prague, Czech Republic*
[9]*Chonbuk National University, Jeonju, 561-756, Korea*
[10]*China Institute of Atomic Energy (CIAE), Beijing, People's Republic of China*
[11]*Center for Nuclear Study, Graduate School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan*
[12]*University of Colorado, Boulder, Colorado 80309, USA*
[13]*Columbia University, New York, New York 10027 and Nevis Laboratories, Irvington, New York 10533, USA*
[14]*Czech Technical University, Zikova 4, 166 36 Prague 6, Czech Republic*
[15]*Dapnia, CEA Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette, France*
[16]*Debrecen University, H-4010 Debrecen, Egyetem tér 1, Hungary*
[17]*ELTE, Eötvös Loránd University, H - 1117 Budapest, Pázmány P. s. 1/A, Hungary*
[18]*Ewha Womans University, Seoul 120-750, Korea*
[19]*Florida Institute of Technology, Melbourne, Florida 32901, USA*
[20]*Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA*
[21]*Georgia State University, Atlanta, Georgia 30303, USA*
[22]*Hiroshima University, Kagamiyama, Higashi-Hiroshima 739-8526, Japan*
[23]*IHEP Protvino, State Research Center of Russian Federation, Institute for High Energy Physics, Protvino, 142281, Russia*
[24]*University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois 61801, USA*
[25]*Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Na Slovance 2, 182 21 Prague 8, Czech Republic*
[26]*Iowa State University, Ames, Iowa 50011, USA*
[27]*Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow Region, Russia*
[28]*Helsinki Institute of Physics and University of Jyväskylä, P.O.Box 35, FI-40014 Jyväskylä, Finland*
[29]*KEK, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan*
[30]*KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics of the Hungarian Academy of Sciences (MTA KFKI RMKI), H-1525 Budapest 114, POBox 49, Budapest, Hungary*
[31]*Korea University, Seoul, 136-701, Korea*
[32]*Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*
[33]*Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan*
[34]*Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS-IN2P3, Route de Saclay, F-91128, Palaiseau, France*
[35]*Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California 94550, USA*
[36]*Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, USA*
[37]*LPC, Université Blaise Pascal, CNRS-IN2P3, Clermont-Fd, 63177 Aubiere Cedex, France*
[38]*Department of Physics, Lund University, Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden*
[39]*University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
[40]*Department of Physics, University of Massachusetts, Amherst, Massachusetts 01003-9337, USA*
[41]*Institut fur Kernphysik, University of Muenster, D-48149 Muenster, Germany*
[42]*Muhlenberg College, Allentown, Pennsylvania 18104-5586, USA*
[43]*Myongji University, Yongin, Kyonggido 449-728, Korea*
[44]*Nagasaki Institute of Applied Science, Nagasaki-shi, Nagasaki 851-0193, Japan*
[45]*University of New Mexico, Albuquerque, New Mexico 87131, USA*
[46]*New Mexico State University, Las Cruces, New Mexico 88003, USA*

[47]Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA
[48]IPN-Orsay, Universite Paris Sud, CNRS-IN2P3, BP1, F-91406, Orsay, France
[49]Peking University, Beijing, People's Republic of China
[50]PNPI, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Leningrad region, 188300, Russia
[51]RIKEN Nishina Center for Accelerator-Based Science, Wako, Saitama 351-0198, Japan
[52]RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA
[53]Physics Department, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan
[54]Saint Petersburg State Polytechnic University, St. Petersburg, Russia
[55]Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Caixa Postal 66318, São Paulo CEP05315-970, Brazil
[56]Seoul National University, Seoul, Korea
[57]Chemistry Department, Stony Brook University, SUNY, Stony Brook, New York 11794-3400, USA
[58]Department of Physics and Astronomy, Stony Brook University, SUNY, Stony Brook, New York 11794-3400, USA
[59]SUBATECH (Ecole des Mines de Nantes, CNRS-IN2P3, Université de Nantes) BP 20722 - 44307, Nantes, France
[60]University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA
[61]Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Oh-okayama, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan
[62]Institute of Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan
[63]Vanderbilt University, Nashville, Tennessee 37235, USA
[64]Waseda University, Advanced Research Institute for Science and Engineering, 17 Kikui-cho, Shinjuku-ku, Tokyo 162-0044, Japan
[65]Weizmann Institute, Rehovot 76100, Israel
[66]Yonsei University, IPAP, Seoul 120-749, Korea

(Dated: October 7, 2010)

We present measurements of J/ψ yields in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV recorded by the PHENIX experiment and compare with yields in $p+p$ collisions at the same energy per nucleon-nucleon collision. The measurements cover a large kinematic range in J/ψ rapidity ($-2.2 < y < 2.4$) with high statistical precision and are compared with two theoretical models: one with nuclear shadowing combined with final state breakup and one with coherent gluon saturation effects. In order to remove model dependent systematic uncertainties we also compare the data to a simple geometric model. We find that calculations where the nuclear modification is linear or exponential in the density weighted longitudinal thickness are difficult to reconcile with the forward rapidity data.

PACS numbers: 25.75.Dw

The measured yields of quarkonia states in p+A (or d+A) collisions provide information about the time scale and dynamics for the creation of a $c\overline{c}$ pair and its evolution to a color-singlet quarkonium state. The propagation time of the $c\overline{c}$ pair through the nucleus is set by the incident energy of the projectile and target and by the relative longitudinal momentum of the $c\overline{c}$ pair. Fixed target p+A experiments at Fermilab [1] reveal a substantial suppression for forward rapidity J/ψ and ψ' at a similar level, leading to the conclusion that the suppression must occur at the prehadronic stage. An analysis [2] of results for $\sqrt{s_{NN}}$ = 17–42 GeV indicates that in addition to modified initial production due to nuclear-modified parton distribution functions (nPDFs), a break up cross section (σ_{br}) for the $c\overline{c}$ precursor state to the J/ψ is important, and that σ_{br} decreases as the relative center-of-mass energy between the $c\overline{c}$ and the nucleon increases. Extending these results to collider energies at RHIC is important. The dominant production mechanism for charm (at RHIC) is via gluon-gluon interactions, and thus the yields at forward rapidity, the deuteron-going direction, are sensitive to low-x in the gold nucleus where gluon shadowing [3, 4] and/or gluon saturation effects [5] become important, providing a crucial test of these effects.

There is also significant interest in determining the color screening length in the quark-gluon plasma for temperatures $T > 170$ MeV, as achieved in relativistic heavy ion collisions [6]. One proposal for determining this is the measurement of several quarkonia states where the different binding energies (and thus radii) can bracket the screening length of interest [7, 8]. However, this suppression of quarkonia must be separated from the aforementioned cold nuclear matter effects. Thus precise measurement of quarkonia suppression in d+Au is needed.

The PHENIX experiment has previously published J/ψ results in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV [9] from data taken in 2003. In this paper we present results from d+Au collision data taken in 2008, representing an increase in yield by a factor of 30–50 over the previous results and a reduction in the systematic uncertainties by up to a factor of two. Additionally, the $p+p$ reference data sets are updated to include higher statistics data from 2006 and 2008.

The PHENIX apparatus is described in detail in [10]. It consists of two sets of spectrometers referred to as the central arms, which measure single-particles emitted over pseudorapidity ($|\eta| < 0.35$), and the muon arms, measuring single muons over pseudorapidities ($1.2 < |\eta| < 2.4$). J/ψ particles are measured via their dielectron (dimuon)

decays at mid (backward and forward) rapidities, and detailed analysis methods are given in [9, 11]. The d+Au data used for this analysis were recorded using selective Level-1 triggers in coincidence with a minimum bias interaction requirement, which requires one hit in each of two beam-beam counters (BBCs) located at positive and negative pseudorapidity ($3 < |\eta| < 3.9$). This minimum bias selection covers $88 \pm 4\%$ of the total d+Au inelastic cross section of 2260 mb [12]. This can be corrected to an unbiased sample, 100% of the total cross section, by applying a bias correction factor ($c = 0.89$) to the particle yield measured in any minimum bias event. Additional Level-1 triggers independently require (1) one hit above threshold (600 or 800 MeV) in the Electromagnetic Calorimeter with a matching hit in the Ring Imaging Čerenkov Detector identified as an electron or (2) two tracks identified as muon candidates [9]. The data sets sampled via the Level-1 triggers represent analyzed integrated luminosities for the different spectrometers of 54.0 nb^{-1} to 69.3 nb^{-1}. We use $p+p$ reference data for the midrapidity dielectrons from [13]. For the forward and backward rapidity dimuons, we report here new p+p data from 2006 and 2008 with a total integrated luminosity of 5.1 pb^{-1}.

The p_T-integrated J/ψ yield as a function of rapidity is calculated via:

$$B_{ll}\frac{dN}{dy} = \frac{cN_{J/\psi}}{N_{\rm MB}\epsilon A\Delta y} \qquad (1)$$

where B_{ll} is the branching fraction for $J/\psi \to e^+e^-$ or $\mu^+\mu^-$, $N_{J/\psi}$ is the number of J/ψ counts, c is the bias correction factor, $N_{\rm MB}$ is the number of sampled minimum bias events, Δy is the width of the rapidity bin, and ϵA represents the product of the efficiency and acceptance corrections, including the Level-1 trigger efficiency. The number of J/ψ particles is determined using the invariant mass distribution of unlike-sign lepton pairs. Approximately 38000, 8900, and 42000 J/ψ counts are measured at backward, mid, and forward rapidity, respectively. Figure 1a shows the J/ψ yields in p+p and d+Au unbiased collisions.

We quantify the cold nuclear matter effects by calculating the nuclear modification factor $R_{d\rm Au}$ as given by:

$$R_{d\rm Au}(i) = \frac{\frac{dN^{d+\rm Au}(i)}{dy}}{\langle N_{\rm coll}(i)\rangle \frac{dN^{p+p}}{dy}} \qquad (2)$$

where i is the index of the centrality bin and $\langle N_{\rm coll}(i)\rangle$ is the average number of nucleon-nucleon collisions and is determined from the total energy deposited in the BBC located at negative rapidity. For a given centrality bin $\langle N_{\rm coll}(i)\rangle$ is derived using a Glauber calculation coupled to a simulation of the BBC response (as described in [9]). The centrality bins used in this analysis are characterized as follows: central $\langle N_{\rm coll}(0\text{–}20\%)\rangle = 15.1 \pm 1.0$, $\langle N_{\rm coll}(20\text{–}40\%)\rangle = 10.3 \pm 0.7$, $\langle N_{\rm coll}(40\text{–}60\%)\rangle = 6.6 \pm 0.6$, $\langle N_{\rm coll}(60\text{–}88\%)\rangle = 3.2 \pm 0.2$ and unbiased $\langle N_{\rm coll}(0\text{–}100\%)\rangle = 7.6 \pm 0.3$. Figure 1b shows the $R_{d\rm Au}$ corresponding to unbiased collisions. Figure 2a (b) shows $R_{d\rm Au}$ corresponding to d+Au centralities of 60–88% (0–20%). Note that more central collisions correspond to cases where the nucleons in the deuteron strike closer to the middle of the gold nucleus, and thus nuclear effects are expected to be enhanced (which is seen in the data).

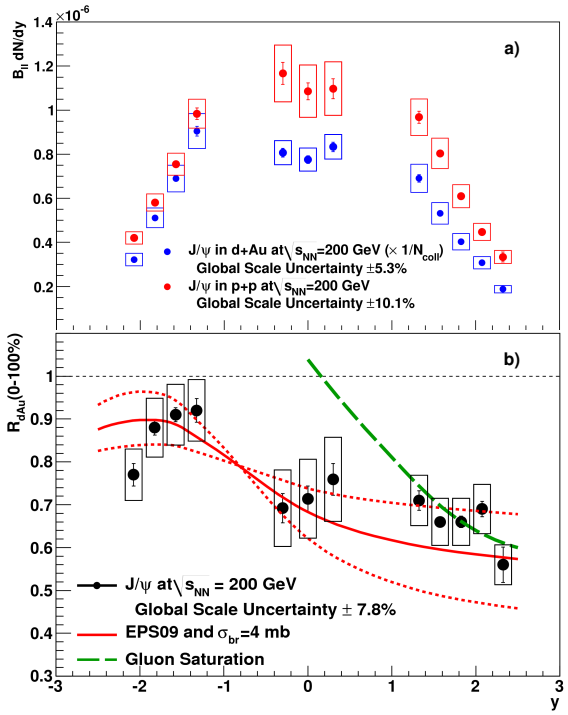

FIG. 1: (color online) (a) J/ψ B_{ll} dN/dy in p+p and d+Au collisions as a function of rapidity. The d+Au yields are divided by the average number of nucleon-nucleon collisions $\langle N_{\rm coll}(0\text{-}100\%)\rangle = 7.6$. (error lines) point-to-point uncorrelated uncertainties; (boxes) point-to-point correlated uncertainties; (text) global normalization scale uncertainties. (b) $R_{d\rm Au}$ nuclear modification factors for unbiased collisions.

The peripheral $R_{d\rm Au}$ favors some suppression at all rapidities, though this result is tempered by the current systematics of approximately ±15%. The central $R_{d\rm Au}$ indicates a much larger suppression for J/ψ at forward rapidity.

We also calculate the ratio $R_{\rm CP}$ as the nuclear modification between central and peripheral d+Au collision classes of events:

$$R_{\rm CP} = \frac{\frac{dN^{d+\rm Au}(0\text{–}20\%)}{dy}/\langle N_{\rm coll}(0\text{–}20\%)\rangle}{\frac{dN^{d+\rm Au}(60\text{–}88\%)}{dy}/\langle N_{\rm coll}(60\text{–}88\%)\rangle} \qquad (3)$$

Figure 2c shows the $R_{\rm CP}$ ratio for the most central category relative to the peripheral 60–88% category as a function of rapidity. The quantity $R_{\rm CP}$ has the advantage that many of the systematic uncertainties cancel in

the ratio. One observes a dramatic suppression of forward rapidity yields for central d+Au events compared to peripheral events. At backward rapidity, there is little to no modification seen.

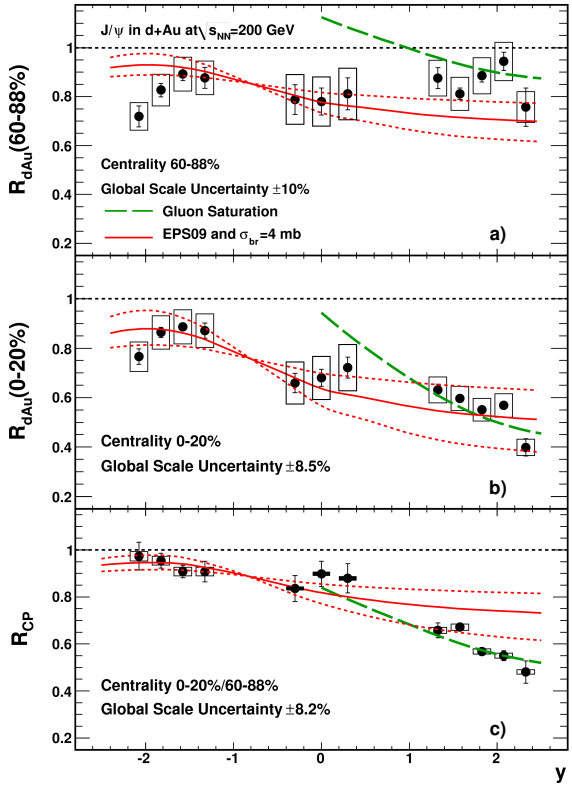

FIG. 2: (color online) Nuclear suppression factors ($R_{d\mathrm{Au}}$) for (a) peripheral, (b) central, and (c) R_{CP} as a function of rapidity.

We confront two specific calculations available in the literature with our data. The first class of calculations that are often employed include nuclear-modified PDFs and an effective σ_{br}. Here we utilize the EPS09 nuclear modified PDF set [14] and a $\sigma_{br} = 4$ mb (chosen to match the unbiased backward rapidity $R_{d\mathrm{Au}}$ data) [15]. We find a reasonable agreement within uncertainties with the unbiased $R_{d\mathrm{Au}}$ data shown in Fig. 1b. We also show as red dashed lines the differences within the EPS09 nPDFs for a single parameter change that gives the largest variation [14]. However, if one plots the same calculations for R_{CP} as shown in Fig. 2c, one sees reasonable agreement at backward and midrapidities, but a significant underprediction of the suppression for forward rapidity J/ψ in the most central events.

A second class of calculations incorporates gluon saturation effects at small-x [5, 16], and is compared with experimental data in Figs. 1-2. A modest J/ψ enhancement is predicted at midrapidity due to double-gluon exchange processes (not seen in the data) and a substantial J/ψ suppression at forward rapidity and in more central d+Au events due to saturation effects (in agreement with the data).

In order to further explore the centrality dependence of the nuclear effects we categorize each d+Au centrality class in terms of the distribution of transverse radial positions (r_T) of the nucleon-nucleon collisions relative to the center of the gold nucleus. The r_T distributions for the four centrality categories are shown in Fig. 3a. We expect that the nuclear effects are dependent on the density weighted longitudinal thickness through the gold nucleus $\left(\Lambda(r_T) \equiv \frac{1}{\rho_0}\int dz\rho(z, r_T)\right)$, where ρ_0 is the density in the middle of the nucleus. This quantity is also shown in Fig. 3a as a function of r_T.

We now posit three different functional dependencies of the nuclear modification on $\Lambda(r_T)$.

$$\text{Exponential}: M(r_T) = e^{-a\Lambda(r_T)} \quad (4)$$

$$\text{Linear}: M(r_T) = 1.0 - a\Lambda(r_T) \quad (5)$$

$$\text{Quadratic}: M(r_T) = 1.0 - a\Lambda(r_T)^2, \quad (6)$$

where a is a parameter depending on the average level of modification. The EPS09 nPDF based calculation, shown in Figs. 1 2, assumes the linear relation [15, 17] in Eq. 5 in order to make centrality-dependent predictions. In contrast, contributions from a break up of the $c\bar{c}$ via a σ_{br} follow the exponential relation in Eq. 4.

Figure 3b shows the nuclear modification R_{CP} in the most central bin versus the (unbiased) average modification $R_{d\mathrm{Au}}$. This particular set of quantities is chosen because for each of the three geometric dependencies (Eqs. 4–6), a given value of the parameter a results in a unique point on the plot and varying the parameter a results in a unique locus of points on which any suppression with that geometric dependence must lie.

The experimental data is also plotted in Fig. 3b for the same quantities. The ellipses represent a one standard deviation contour for the systematic uncertainties, which are largely uncorrelated between the unbiased $R_{d\mathrm{Au}}$ and R_{CP}. There is a substantial deviation between the exponential and linear cases and the experimental data at forward rapidity, while at mid and backward rapidities the data cannot discriminate between the cases. Thus, the forward rapidity data suggest that the dependence on $\Lambda(r_T)$ is non-linear and closer to quadratic. If the dominant physics leading to the modification is different at different rapidities, it is possible for example that the modification at backward rapidities is linear while at forward rapidities it is not. This is reinforced by the EPS09 plus σ_{br} calculation where regardless of the variation of the nPDF or σ_{br} one cannot simultaneously describe the full centrality dependence of the data as seen in Fig. 2.

Other non-linear density effects (*e.g.*, quadratic) for the geometric dependence [18] and for break up of the $c\bar{c}$ after production [19, 20] have been proposed. An alternative explanation is that initial-state parton energy

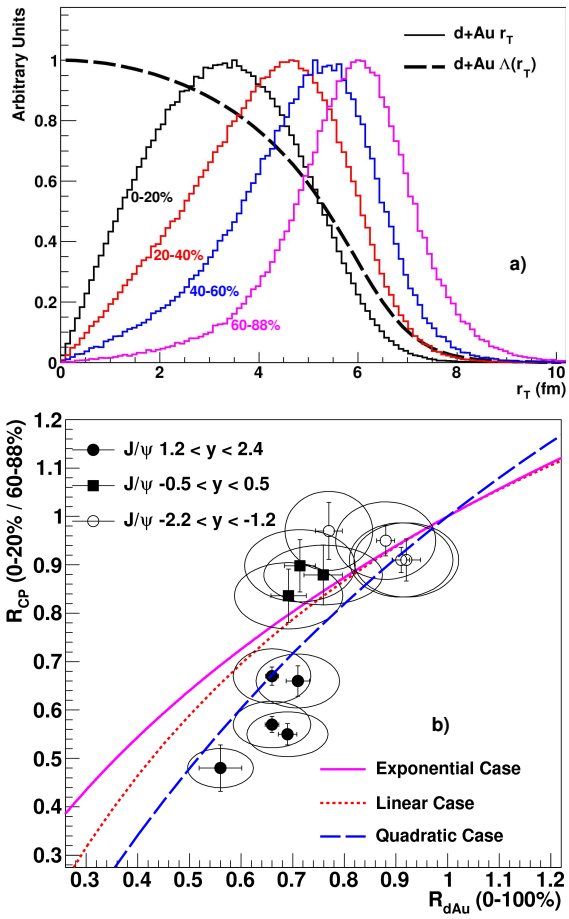

FIG. 3: (color online) (a) Normalized to unity at the maximum bin are (solid curves) transverse radial r_T distributions in the gold nucleus for four d+Au centrality selections and (dashed curve) density weighted longitudinal thickness as a function of r_T ($\Lambda(r_T)$). (b) (points) Unbiased $R_{\rm dAu}$ versus $R_{\rm CP}$ for the experimental data and (curves) constraint lines for three geometric dependencies of the nuclear modification.

loss results in a backward shift of the J/ψ rapidity distribution [21]. It has been observed [22] that the nuclear modification as a function of center-of-mass rapidity is similar to that observed at lower energies [1] with a steep increase in suppression at forward rapidities, as predicted for initial-state parton energy loss.

In summary, we have presented precision data on J/ψ yields in d+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV over a broad range in rapidity and d+Au centrality. Nuclear modification factors at forward rapidity as a function of centrality cannot be reconciled with a picture of cold nuclear matter effects (nPDFs and a σ_{br}) when an exponential or linear dependence on the nuclear thickness is employed. Effects of gluon saturation may play an important role in understanding the forward rapidity modifications, though other explanations involving initial-state parton energy loss need further investigation.

We thank the staff of the Collider-Accelerator and Physics Departments at BNL for their vital contributions. We also thank Ramona Vogt and Kirill Tuchin for useful discussions and theoretical calculations. We acknowledge support from the Office of Nuclear Physics in DOE Office of Science, NSF, and a sponsored research grant from Renaissance Technologies (USA), MEXT and JSPS (Japan), CNPq and FAPESP (Brazil), NSFC (China), MSMT (Czech Republic), IN2P3/CNRS and CEA (France), BMBF, DAAD, and AvH (Germany), OTKA (Hungary), DAE and DST (India), ISF (Israel), NRF and WCU (Korea), MES, RAS, and FAAE (Russia), VR and KAW (Sweden), U.S. CRDF for the FSU, US-Hungary Fulbright, and US-Israel BSF.

* Deceased
† PHENIX Spokesperson: jacak@skipper.physics.sunysb.edu

[1] M. J. Leitch et al. (FNAL E866/NuSea Collaboration), Phys. Rev. Lett. **84**, 3256 (2000).
[2] C. Lourenco, R. Vogt, and H. K. Woehri, JHEP **02**, 014 (2009), and references therein.
[3] D. de Florian and R. Sassot, Phys. Rev. **D69**, 074028 (2004).
[4] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, and R. Vogt, Nucl. Phys. **A696**, 729 (2001).
[5] D. Kharzeev and K. Tuchin, Nucl. Phys. **A770**, 40 (2006).
[6] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **104**, 132301 (2010).
[7] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
[8] F. Karsch, D. Kharzeev, and H. Satz, Phys. Lett. **B637**, 75 (2006).
[9] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. **C77**, 024912 (2008).
[10] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 469 (2003).
[11] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration) to be published.
[12] S. N. White, AIP Conf. Proc. **792**, 527 (2005).
[13] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. **D82**, 012001 (2010).
[14] K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, JHEP **04**, 065 (2009).
[15] R. Vogt, Phys. Rev. **C71**, 054902 (2005).
[16] D. Kharzeev and K. Tuchin, Nucl. Phys. **A735**, 248 (2004).
[17] S. R. Klein and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **91**, 142301 (2003).
[18] L. Frankfurt, V. Guzey, and M. Strikman, Phys. Rev. **D71**, 054001 (2005).
[19] J.-w. Qiu, J. P. Vary, and X.-f. Zhang, Phys. Rev. Lett. **88**, 232301 (2002).
[20] B. Z. Kopeliovich, I. K. Potashnikova, H. J. Pirner, and I. Schmidt (2010).
[21] M. B. Johnson et al., Phys. Rev. **C65**, 025203 (2002).
[22] L. A. Linden Levy, Nucl. Phys. **A830**, 353c (2009).

Annexe D

J/ψ Production in $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV $\mathrm{Cu} + \mathrm{Cu}$ Collisions

J/ψ Production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Cu+Cu Collisions

A. Adare,[8] S. Afanasiev,[22] C. Aidala,[9] N.N. Ajitanand,[48] Y. Akiba,[42,43] H. Al-Bataineh,[37] J. Alexander,[48] K. Aoki,[27,42] L. Aphecetche,[50] R. Armendariz,[37] S.H. Aronson,[3] J. Asai,[43] E.T. Atomssa,[28] R. Averbeck,[49] T.C. Awes,[38] B. Azmoun,[3] V. Babintsev,[18] G. Baksay,[14] L. Baksay,[14] A. Baldisseri,[11] K.N. Barish,[4] P.D. Barnes,[30] B. Bassalleck,[36] S. Bathe,[4] S. Batsouli,[38] V. Baublis,[41] A. Bazilevsky,[3] S. Belikov,[3,*] R. Bennett,[49] Y. Berdnikov,[45] A.A. Bickley,[8] J.G. Boissevain,[30] H. Borel,[11] K. Boyle,[49] M.L. Brooks,[30] H. Buesching,[3] V. Bumazhnov,[18] G. Bunce,[3,43] S. Butsyk,[30,49] S. Campbell,[49] B.S. Chang,[57] J.-L. Charvet,[11] S. Chernichenko,[18] J. Chiba,[23] C.Y. Chi,[9] M. Chiu,[19] I.J. Choi,[57] T. Chujo,[54] P. Chung,[48] A. Churyn,[18] V. Cianciolo,[38] C.R. Cleven,[16] B.A. Cole,[9] M.P. Comets,[39] P. Constantin,[30] M. Csanád,[13] T. Csörgő,[24] T. Dahms,[49] K. Das,[15] G. David,[3] M.B. Deaton,[1] K. Dehmelt,[14] H. Delagrange,[50] A. Denisov,[18] D. d'Enterria,[9] A. Deshpande,[43,49] E.J. Desmond,[3] O. Dietzsch,[46] A. Dion,[49] M. Donadelli,[46] O. Drapier,[28] A. Drees,[49] A.K. Dubey,[56] A. Durum,[18] V. Dzhordzhadze,[4] Y.V. Efremenko,[38] J. Egdemir,[49] F. Ellinghaus,[8] W.S. Emam,[4] A. Enokizono,[29] H. En'yo,[42,43] S. Esumi,[53] K.O. Eyser,[4] D.E. Fields,[36,43] M. Finger,[5,22] M. Finger, Jr.,[5,22] F. Fleuret,[28] S.L. Fokin,[26] Z. Fraenkel,[56,*] J.E. Frantz,[49] A. Franz,[3] A.D. Frawley,[15] K. Fujiwara,[42] Y. Fukao,[27,42] T. Fusayasu,[35] S. Gadrat,[31] I. Garishvili,[51] A. Glenn,[8] H. Gong,[49] M. Gonin,[28] J. Gosset,[11] Y. Goto,[42,43] R. Granier de Cassagnac,[28] N. Grau,[21] S.V. Greene,[54] M. Grosse Perdekamp,[19,43] T. Gunji,[7] H.-Å. Gustafsson,[32] T. Hachiya,[17] A. Hadj Henni,[50] C. Haegemann,[36] J.S. Haggerty,[3] H. Hamagaki,[7] R. Han,[40] H. Harada,[17] E.P. Hartouni,[29] K. Haruna,[17] E. Haslum,[32] R. Hayano,[7] M. Heffner,[29] T.K. Hemmick,[49] T. Hester,[4] X. He,[16] H. Hiejima,[19] J.C. Hill,[21] R. Hobbs,[36] M. Hohlmann,[14] W. Holzmann,[48] K. Homma,[17] B. Hong,[25] T. Horaguchi,[42,52] D. Hornback,[51] T. Ichihara,[42,43] K. Imai,[27,42] M. Inaba,[53] Y. Inoue,[44,42] D. Isenhower,[1] L. Isenhower,[1] M. Ishihara,[42] T. Isobe,[7] M. Issah,[48] A. Isupov,[22] B.V. Jacak,[49,†] J. Jia,[9] J. Jin,[9] O. Jinnouchi,[43] B.M. Johnson,[3] K.S. Joo,[34] D. Jouan,[39] F. Kajihara,[7] S. Kametani,[7,55] N. Kamihara,[42] J. Kamin,[49] M. Kaneta,[43] J.H. Kang,[57] H. Kanou,[42,52] D. Kawall,[43] A.V. Kazantsev,[26] A. Khanzadeev,[41] J. Kikuchi,[55] D.H. Kim,[34] D.J. Kim,[57] E. Kim,[47] E. Kinney,[8] A. Kiss,[13] E. Kistenev,[3] A. Kiyomichi,[42] J. Klay,[29] C. Klein-Boesing,[33] L. Kochenda,[41] V. Kochetkov,[18] B. Komkov,[41] M. Konno,[53] D. Kotchetkov,[4] A. Kozlov,[56] A. Král,[10] A. Kravitz,[9] J. Kubart,[5,20] G.J. Kunde,[30] N. Kurihara,[7] K. Kurita,[44,42] M.J. Kweon,[25] Y. Kwon,[51,57] G.S. Kyle,[37] R. Lacey,[48] Y.-S. Lai,[9] J.G. Lajoie,[21] A. Lebedev,[21] D.M. Lee,[30] M.K. Lee,[57] T. Lee,[47] M.J. Leitch,[30] M.A.L. Leite,[46] B. Lenzi,[46] T. Liška,[10] A. Litvinenko,[22] M.X. Liu,[30] X. Li,[6] B. Love,[54] D. Lynch,[3] C.F. Maguire,[54] Y.I. Makdisi,[3] A. Malakhov,[22] M.D. Malik,[36] V.I. Manko,[26] Y. Mao,[40,42] L. Mašek,[5,20] H. Masui,[53] F. Matathias,[9] M. McCumber,[49] P.L. McGaughey,[30] Y. Miake,[53] P. Mikeš,[5,20] K. Miki,[53] T.E. Miller,[54] A. Milov,[49] S. Mioduszewski,[3] M. Mishra,[2] J.T. Mitchell,[3] M. Mitrovski,[48] A. Morreale,[4] D.P. Morrison,[3] T.V. Moukhanova,[26] D. Mukhopadhyay,[54] J. Murata,[44,42] S. Nagamiya,[23] Y. Nagata,[53] J.L. Nagle,[8] M. Naglis,[56] I. Nakagawa,[42,43] Y. Nakamiya,[17] T. Nakamura,[17] K. Nakano,[42,52] J. Newby,[29] M. Nguyen,[49] B.E. Norman,[30] A.S. Nyanin,[26] E. O'Brien,[3] S.X. Oda,[7] C.A. Ogilvie,[21] H. Ohnishi,[42] H. Okada,[27,42] K. Okada,[43] M. Oka,[53] O.O. Omiwade,[1] A. Oskarsson,[32] M. Ouchida,[17] K. Ozawa,[7] R. Pak,[3] D. Pal,[54] A.P.T. Palounek,[30] V. Pantuev,[49] V. Papavassiliou,[37] J. Park,[47] W.J. Park,[25] S.F. Pate,[37] H. Pei,[21] J.-C. Peng,[19] H. Pereira,[11] V. Peresedov,[22] D.Yu. Peressounko,[26] C. Pinkenburg,[3] M.L. Purschke,[3] A.K. Purwar,[30] H. Qu,[16] J. Rak,[36] A. Rakotozafindrabe,[28] I. Ravinovich,[56] K.F. Read,[38,51] S. Rembeczki,[14] M. Reuter,[49] K. Reygers,[33] V. Riabov,[41] Y. Riabov,[41] G. Roche,[31] A. Romana,[28,*] M. Rosati,[21] S.S.E. Rosendahl,[32] P. Rosnet,[31] P. Rukoyatkin,[22] V.L. Rykov,[42] B. Sahlmueller,[33] N. Saito,[27,42,43] T. Sakaguchi,[3] S. Sakai,[53] H. Sakata,[17] V. Samsonov,[41] S. Sato,[23] S. Sawada,[23] J. Seele,[8] R. Seidl,[19] V. Semenov,[18] R. Seto,[4] D. Sharma,[56] I. Shein,[18] A. Shevel,[41,48] T.-A. Shibata,[42,52] K. Shigaki,[17] M. Shimomura,[53] K. Shoji,[27,42] A. Sickles,[49] C.L. Silva,[46] D. Silvermyr,[38] C. Silvestre,[11] K.S. Sim,[25] C.P. Singh,[2] V. Singh,[2] S. Skutnik,[21] M. Slunečka,[5,22] A. Soldatov,[18] R.A. Soltz,[29] W.E. Sondheim,[30] S.P. Sorensen,[51] I.V. Sourikova,[3] F. Staley,[11] P.W. Stankus,[38] E. Stenlund,[32] M. Stepanov,[37] A. Ster,[24] S.P. Stoll,[3] T. Sugitate,[17] C. Suire,[39] J. Sziklai,[24] T. Tabaru,[43] S. Takagi,[53] E.M. Takagui,[46] A. Taketani,[42,43] Y. Tanaka,[35] K. Tanida,[42,43] M.J. Tannenbaum,[3] A. Taranenko,[48] P. Tarján,[12] T.L. Thomas,[36] M. Togawa,[27,42] A. Toia,[49] J. Tojo,[42] L. Tomášek,[20] H. Torii,[42] R.S. Towell,[1] V-N. Tram,[28] I. Tserruya,[56] Y. Tsuchimoto,[17] C. Vale,[21] H. Valle,[54] H.W. van Hecke,[30] J. Velkovska,[54] R. Vertesi,[12] A.A. Vinogradov,[26] M. Virius,[10] V. Vrba,[20] E. Vznuzdaev,[41] M. Wagner,[27,42] D. Walker,[49] X.R. Wang,[37] Y. Watanabe,[42,43] J. Wessels,[33] S.N. White,[3] D. Winter,[9] C.L. Woody,[3] M. Wysocki,[8] W. Xie,[43] Y.L. Yamaguchi,[55] A. Yanovich,[18] Z. Yasin,[4] J. Ying,[16] S. Yokkaichi,[42,43] G.R. Young,[38] I. Younus,[36] I.E. Yushmanov,[26] W.A. Zajc,[9] O. Zaudtke,[33] C. Zhang,[38] S. Zhou,[6] J. Zimányi,[24,*] and L. Zolin[22]

arXiv:0801.0220v2 [nucl-ex] 14 Jan 2009

(PHENIX Collaboration)
[1]Abilene Christian University, Abilene, TX 79699, USA
[2]Department of Physics, Banaras Hindu University, Varanasi 221005, India
[3]Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA
[4]University of California - Riverside, Riverside, CA 92521, USA
[5]Charles University, Ovocný trh 5, Praha 1, 116 36, Prague, Czech Republic
[6]China Institute of Atomic Energy (CIAE), Beijing, People's Republic of China
[7]Center for Nuclear Study, Graduate School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan
[8]University of Colorado, Boulder, CO 80309, USA
[9]Columbia University, New York, NY 10027 and Nevis Laboratories, Irvington, NY 10533, USA
[10]Czech Technical University, Zikova 4, 166 36 Prague 6, Czech Republic
[11]Dapnia, CEA Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette, France
[12]Debrecen University, H-4010 Debrecen, Egyetem tér 1, Hungary
[13]ELTE, Eötvös Loránd University, H - 1117 Budapest, Pázmány P. s. 1/A, Hungary
[14]Florida Institute of Technology, Melbourne, FL 32901, USA
[15]Florida State University, Tallahassee, FL 32306, USA
[16]Georgia State University, Atlanta, GA 30303, USA
[17]Hiroshima University, Kagamiyama, Higashi-Hiroshima 739-8526, Japan
[18]IHEP Protvino, State Research Center of Russian Federation, Institute for High Energy Physics, Protvino, 142281, Russia
[19]University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL 61801, USA
[20]Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Na Slovance 2, 182 21 Prague 8, Czech Republic
[21]Iowa State University, Ames, IA 50011, USA
[22]Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow Region, Russia
[23]KEK, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan
[24]KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics of the Hungarian Academy of Sciences (MTA KFKI RMKI), H-1525 Budapest 114, POBox 49, Budapest, Hungary
[25]Korea University, Seoul, 136-701, Korea
[26]Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia
[27]Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan
[28]Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS-IN2P3, Route de Saclay, F-91128, Palaiseau, France
[29]Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, USA
[30]Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA
[31]LPC, Université Blaise Pascal, CNRS-IN2P3, Clermont-Fd, 63177 Aubiere Cedex, France
[32]Department of Physics, Lund University, Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden
[33]Institut für Kernphysik, University of Muenster, D-48149 Muenster, Germany
[34]Myongji University, Yongin, Kyonggido 449-728, Korea
[35]Nagasaki Institute of Applied Science, Nagasaki-shi, Nagasaki 851-0193, Japan
[36]University of New Mexico, Albuquerque, NM 87131, USA
[37]New Mexico State University, Las Cruces, NM 88003, USA
[38]Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, USA
[39]IPN-Orsay, Universite Paris Sud, CNRS-IN2P3, BP1, F-91406, Orsay, France
[40]Peking University, Beijing, People's Republic of China
[41]PNPI, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Leningrad region, 188300, Russia
[42]RIKEN, The Institute of Physical and Chemical Research, Wako, Saitama 351-0198, Japan
[43]RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, USA
[44]Physics Department, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan
[45]Saint Petersburg State Polytechnic University, St. Petersburg, Russia
[46]Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Caixa Postal 66318, São Paulo CEP05315-970, Brazil
[47]System Electronics Laboratory, Seoul National University, Seoul, Korea
[48]Chemistry Department, Stony Brook University, Stony Brook, SUNY, NY 11794-3400, USA
[49]Department of Physics and Astronomy, Stony Brook University, SUNY, Stony Brook, NY 11794, USA
[50]SUBATECH (Ecole des Mines de Nantes, CNRS-IN2P3, Université de Nantes) BP 20722 - 44307, Nantes, France
[51]University of Tennessee, Knoxville, TN 37996, USA
[52]Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Oh-okayama, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan
[53]Institute of Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan
[54]Vanderbilt University, Nashville, TN 37235, USA
[55]Waseda University, Advanced Research Institute for Science and Engineering, 17 Kikui-cho, Shinjuku-ku, Tokyo 162-0044, Japan
[56]Weizmann Institute, Rehovot 76100, Israel
[57]Yonsei University, IPAP, Seoul 120-749, Korea
(Dated: January 14, 2009)

Yields for J/ψ production in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\,\mathrm{GeV}$ have been measured over the rapidity range $|y| < 2.2$ and compared with results in $p+p$ and Au+Au collisions at the same energy.

The Cu+Cu data offer greatly improved precision over existing Au+Au data for J/ψ production in collisions with small to intermediate numbers of participants, in the range where the Quark Gluon Plasma transition threshold is predicted to lie. Cold nuclear matter estimates based on ad hoc fits to d+Au data describe the Cu+Cu data up to $N_{\rm part} \sim 50$, corresponding to a Bjorken energy density of at least 1.5 GeV/fm^3.

PACS numbers: 25.75.Dw,12.38.Mh,21.65.Qr,25.75.Nq

High-energy heavy-ion collisions provide the opportunity to study strongly interacting matter at very high energy densities where Quantum Chromodynamics (QCD) predicts a transition from normal nuclear matter to a deconfined system of quarks and gluons, the Quark-Gluon Plasma (QGP) [1]. At the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) the energy density in central Au+Au collisions is well in excess of the critical energy density expected for this transition [2].

Over the past twenty years, there has been intense theoretical and experimental work on J/ψ production. First predicted by Matsui and Satz [3], suppression of quarkonia production in ultra-relativistic heavy ion collisions was expected to be an unambiguous signature for the formation of a QGP. It is now recognized that in order to interpret J/ψ production as a QGP probe one has to consider cold nuclear matter effects such as initial state energy loss [4] and shadowing [5], as well as charm quark energy loss [6], co-mover interactions [7], corrections for feed-down from higher mass charmonium states, and secondary production mechanisms, such as recombination of initially uncorrelated $c\bar{c}$ pairs [8].

Experiment NA50 reported suppression of J/ψ production in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV [9] that exceeds expectations based on their measurements of cold nuclear matter effects in $p + A$ collisions [10]. NA60 observed similar behavior in In+In collisions at the same energy [11]. The PHENIX experiment [12] at RHIC has characterized effects of the nuclear medium on J/ψ production at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The basic invariant yield reference is obtained from p+p data [13, 14, 15]. Cold nuclear matter effects are studied using d+Au data [14, 16]. Cold and hot nuclear matter effects are studied for large numbers of participants ($N_{\rm part}$) using Au+Au data [17, 18], and for smaller $N_{\rm part}$ using Cu+Cu data, the subject of this paper. The results are presented as a nuclear modification factor, $R_{\rm AA}$, the ratio of the yield in heavy ion collisions to the yield in $p+p$ collisions scaled by the number of binary nucleon-nucleon collisions ($N_{\rm coll}$), which is appropriate for point-like processes.

Lattice QCD calculations [19] indicate that the threshold energy density for QGP formation is of order 1 GeV/fm^3. At $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV this is expected to occur below $N_{\rm part} = 100$ [20], in a region where Au+Au data have limited statistical and systematic precision [18]. High statistics measurements with the intermediate sized system Cu+Cu provide crucial information in that important region.

In this Letter we present results obtained by PHENIX during the 2005 RHIC run on the production of J/ψ in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. J/ψ invariant yields were studied via $J/\psi \to e^+e^-$ decays measured at midrapidity with the central arm spectrometers ($|y| \leq 0.35$, $\Delta\phi = 2 \times 90°$), and $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ decays measured at forward rapidity with the two muon arm spectrometers ($1.2 < |y| < 2.2$, $\Delta\phi = 360°$). Event centrality and the location of the collision vertex along the beam axis (z_{vtx}) are measured with two Beam-Beam Counters (BBC) located at $3.0 < |\eta| <3.9$. A Glauber model and a simulation of the BBC response was used to determine $N_{\rm part}$ and $N_{\rm coll}$ and their systematic uncertainties for different collision centrality ranges [21].

Data were recorded using lepton triggers in coincidence with a minimum bias trigger which required a coincidence between the BBC detectors and a valid z_{vtx}. After applying a cut of $|z_{vtx}| < 30$ cm and quality assurance criteria, the data correspond to a sampled luminosity of about 2.1 nb^{-1} (1.3 nb^{-1}) in the e^+e^- ($\mu^+\mu^-$) analysis.

Electron detection at midrapidity used the Drift Chambers for momentum measurement, the Pad Chambers for pattern recognition and track location, and the Ring Imaging Cherenkov (RICH) detector plus Electromagnetic Calorimeter (EMCal) for electron identification. Charged particle tracks were matched with a RICH ring and an EMCal hit to select electron candidates by requiring at least two RICH phototube hits inside an annulus around the projected ring center, ring quality cuts, track/cluster position matching cuts at the EMCal, and a cut on the ratio of EMCal energy to track momentum, $E/p - \langle E/p \rangle > -2\sigma$.

The $J/\psi \to e^+e^-$ trigger required one signal above a certain energy threshold in the EMCal and a matching RICH hit. Two energy thresholds were used during the run, 1.1 GeV and 0.8 GeV, yielding average J/ψ trigger efficiencies of $\sim 65\%$ and 82%, respectively. The $J/\psi \to e^+e^-$ signal extraction method was very similar to the method used in the recent Au+Au [18] and $p + p$ [15] analyses. The like sign invariant mass spectrum was subtracted from the unlike sign spectrum. The remaining yield in the J/ψ mass region ($2.9 \leq M_{inv} \leq 3.3\,{\rm GeV}/c^2$) was corrected for pairs lost to the radiative tail and pairs added by the continuum signal under the peak [15]. The total J/ψ count in the e^+e^- channel was $\approx$ 2,050. The signal to background ratio (S/B) was $\approx 1(6)$ for the most central(peripheral) collisions.

Muon detection at forward and backward rapidities

used the muon arms, consisting of cathode strip tracking chambers in a magnetic field (MuTr) and Iarocci tube planes interleaved with thick steel absorbers (MuID). Muon candidates were identified by penetration to the last MuID gap, and their momenta were measured by their bend through the MuTr.

The dimuon trigger required two candidate tracks to penetrate the MuID, point back to the event vertex, and pass an opening angle cut ($\theta > 19°$). The dimuon combinatorial background was estimated using the product of the like sign counts, $2\sqrt{N^{++} \cdot N^{--}}$, and was subtracted from the unlike sign spectra. The residual background (notably from the open charm pairs and Drell-Yan) was evaluated using an exponential form. The $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ signal was estimated by direct counting of the remaining pairs above the exponential fit in the mass range $2.6 \leq M_{inv} \leq 3.6\,\mathrm{GeV}/c^2$ and also by using two fits with different parameterizations (single and double Gaussian) of the J/ψ line shapes, as described in [15, 18]. The average of the results gave the signal count and the variation gave the systematic error. The total J/ψ yield was $\approx$ 9,000. The S/B was $\approx$ 0.3(1.0) for the most central(peripheral) collisions.

The J/ψ invariant yield in the appropriate centrality, rapidity and transverse momentum bin is given by :

$$\frac{B_{ll}}{2\pi p_{\mathrm{T}}} \frac{d^2 N_{J/\psi}}{dp_{\mathrm{T}} dy} = \frac{1}{2\pi p_{\mathrm{T}}} \frac{N_{J/\psi}}{N_{\mathrm{evt}} \Delta y \Delta p_{\mathrm{T}} A\varepsilon}, \qquad (1)$$

with B_{ll} the branching ratio for $J/\psi \to l^+l^-$; $N_{J/\psi}$ the number of observed J/ψ; N_{evt} the number of events; Δy the rapidity range; Δp_{T} the transverse momentum range, and $A\varepsilon$ the acceptance and efficiency correction (including trigger efficiency).

The determination of $A\varepsilon$ is done with a full GEANT simulation. The method is described in more detail in [15]. $A\varepsilon$ decreases with the collision centrality due to overlapping hits in the RICH and the EMCal in the central arm, and in the MuTr for the forward arms, leading to an increasing fraction of misreconstructed tracks in higher multiplicity events. This effect is evaluated by embedding simulated single J/ψ events in real events. The efficiency loss in the most central collisions is 3% for dielectron measurements and 20% (16%) for dimuon measurements at positive (negative) rapidity.

Systematic uncertainties in the measured J/ψ invariant yield depend on J/ψ rapidity and transverse momentum as well as on event centrality. Systematic uncertainties are grouped into three categories: point to point uncorrelated uncertainties (type A), which can move the points independently of each other, point to point correlated uncertainties (type B), which can move the points coherently, though not necessarily by the same amount, and global systematic uncertainties (type C). In all plots point to point uncorrelated systematic uncertainties and statistical uncertainties are quadratically summed and represented by vertical bars, point to point correlated systematic uncertainties are represented by boxes, and global systematic uncertainties (if any) are quoted.

TABLE I: Systematic error sources, values and types for R_{AA} vs N_{part} in the two rapidity intervals. Where a range is given, it is from peripheral to central collisions.

source	$\lvert y\rvert < 0.3$	$\lvert y\rvert \in [1.2, 2.2]$	type
signal extraction	6 %	5-6 %	A
detector + trigger efficiency	1.4-5 %	3 %	B
run by run variation	5 %	2 %	B
input $y + p_{\mathrm{T}}$ distributions	2 %	3 %	B
N_{coll}	14-11 %	14-11 %	B

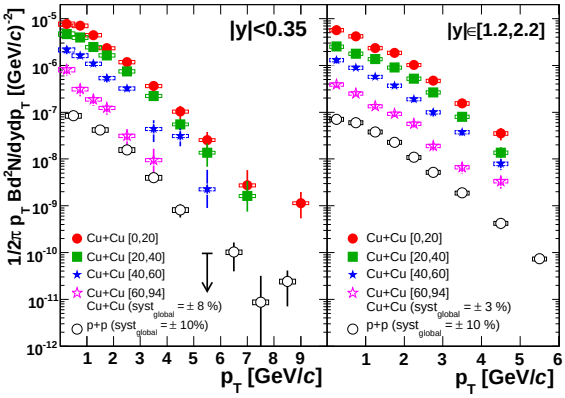

FIG. 1: (color online) J/ψ yield vs p_{T} at mid (left) and forward (right) rapidity for different Cu+Cu centrality bins and for $p+p$ [15]. Uncertainties are described in the text.

Systematic uncertainties of type A and B for R_{AA} vs N_{part} are summarized in Table I. Some uncertainties in the invariant yield, such as that on the acceptance, cancel out for R_{AA} and are not shown. Global systematic uncertainties for R_{AA} vs N_{part} include the $p+p$ J/ψ yield uncertainty and some $p+p$ systematic errors that do not cancel when forming R_{AA}.

Results for the two muon arms agree within uncertainties and are combined where appropriate. Fig. 1 shows the J/ψ yield vs p_{T} for different Cu+Cu centrality classes at mid and forward rapidity. As was done previously for the Au+Au case [18], the mean square transverse momentum, $\langle p_{\mathrm{T}}^2 \rangle$, was calculated numerically from the data for $p_{\mathrm{T}} < 5$ GeV/c. The Cu+Cu data are plotted vs N_{part} and compared with the corresponding values from Au+Au [18], d+Au [16] and $p+p$ [15] collisions in Fig. 2. Within uncertainties, the data for Cu+Cu and Au+Au agree where they overlap in N_{part}, and the $\langle p_{\mathrm{T}}^2 \rangle$ for the Cu+Cu data seems independent of N_{part}.

The R_{AA} values vs p_{T} and rapidity are shown in Fig. 3 for the 0–20% most central Cu+Cu collisions. We see similar behavior for mid and forward rapidity, and there

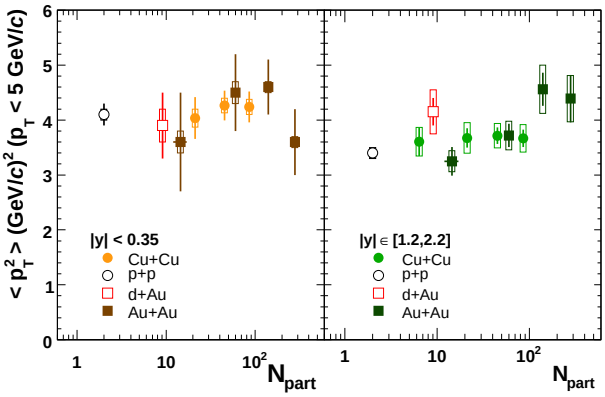

FIG. 2: (color online) The $\langle p_{\rm T}^2 \rangle$ vs $N_{\rm part}$ for J/ψ production in Cu+Cu, $p+p$ [15], d+Au [16] and Au+Au [18] collisions at mid (left) and forward (right) rapidity.

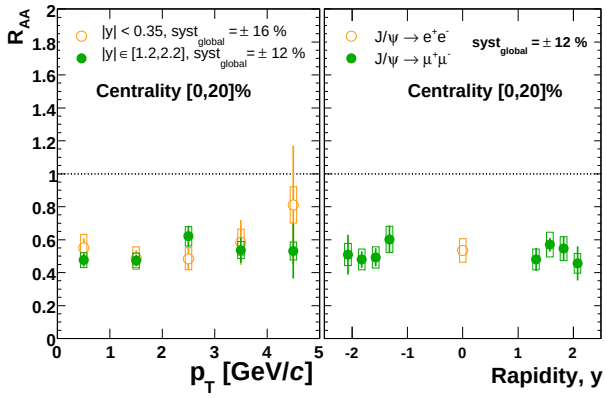

FIG. 3: (color online) $R_{\rm AA}$ vs $p_{\rm T}$ (left) and y (right) for J/ψ production in the most central Cu+Cu collisions.

appears to be no $p_{\rm T}$ dependence in all centrality classes. The RMS width of the rapidity distribution (evaluated directly from the data) is identical, within $\sim 2-3\%$ uncertainties, in $p+p$ collisions and in all centrality classes for Cu+Cu collisions.

Figures 4(a) and 4(b) show similar behavior within uncertainties for $R_{\rm AA}$ in Cu+Cu and Au+Au [18] collisions at comparable values of $N_{\rm part}$. Theoretical calculations [22] including only modified initial parton distribution functions and an added $J/\psi - N$ breakup cross section were fitted in [16] to d+Au J/ψ $R_{\rm AA}$ data. The EKS98 [23, 24] and nDSg [25] shadowing models were used. The fit was made simultaneously to all rapidities by optimizing the breakup cross section. While consistent with the low statistics d+Au data [16], this method leads to a model dependence of the CNM effects, since the rapidity shape is determined entirely by the shadowing model. In an attempt to reduce this model dependence, we used a data-driven ad hoc model to parameterize the d+Au data [16]. The ad hoc model uses EKS98 (method

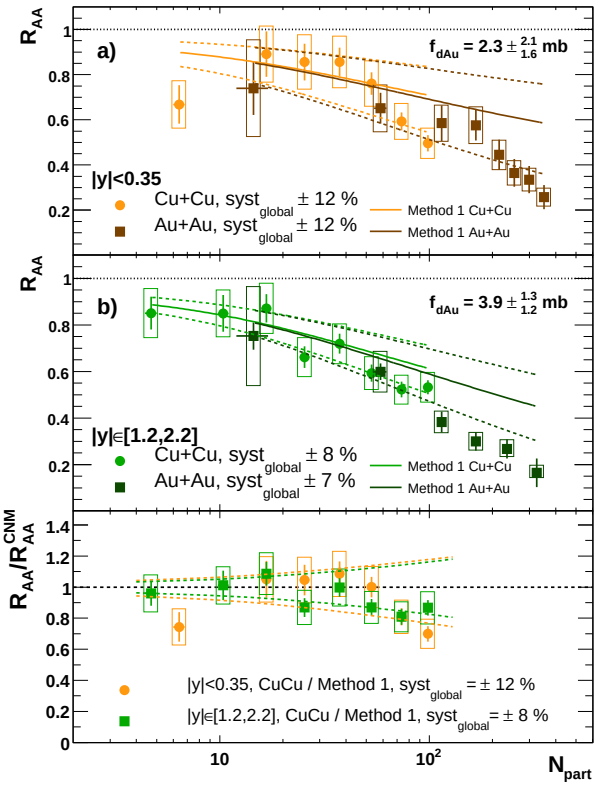

FIG. 4: (color online) (a,b) $R_{\rm AA}$ vs $N_{\rm part}$ for J/ψ production in Cu+Cu and Au+Au [18] collisions. The curves are predictions from ad hoc fits to d+Au data [16] and are discussed in the text. (c) Ratios of the measured $R_{\rm AA}$ values to the predicted cold nuclear matter $R_{\rm AA}$. The dashed lines show the 1 σ uncertainties from the d+Au fits.

1) and nDSg (method 2) shadowing parameterizations for the relative rapidity dependence within the fitted rapidity ranges, but the breakup cross section is replaced with a quantity, which we call f, that is optimized separately for y=0 and $|y|$=1.7. The fits using method 1 yielded $f_{dAu} = 2.3\pm^{2.1}_{1.6}$ mb at y=0 and $3.9\pm^{1.3}_{1.2}$ mb at $|y|$=1.7. The method 2 fits yielded $f_{dAu} = 0.9\pm^{1.9}_{1.8}$ mb at y=0 and $3.3\pm^{1.3}_{1.2}$ mb at $|y|$=1.7. The resulting separate parameterizations of the d+Au data vs $N_{\rm coll}$ at mid and forward/backward rapidity can be projected to Cu+Cu and Au+Au using the corresponding parton distribution functions for Cu and Au [22]. The results for method 1 are shown in Fig. 4 as cold nuclear matter baseline $R_{\rm AA}$ curves calculated from the best fit values of f (solid lines) and the one standard deviation uncertainty in f (dashed lines). The method 2 heavy ion calculations are similar to those from method 1, leading to very similar conclusions, and are not shown in Fig. 4. In Fig. 4(c) the measured $R_{\rm AA}$ values for Cu+Cu are shown divided by the method 1 calculations for Cu+Cu. The Cu+Cu $R_{\rm AA}$ is seen to be consistent with the cold nuclear matter projection within about 15% uncertainties up to $N_{\rm part} \sim 50$. Given the

uncertainty in the cold nuclear matter reference at larger $N_{\rm part}$ values, we can not currently draw any strong conclusions there. However PHENIX completed in February 2008 a second d+Au run, with approximately 30 times the statistics of the first d+Au run in 2003. With the new reference d+Au data, we expect to be able to identify if and where the measured Cu+Cu $R_{\rm AA}$ departs from the cold nuclear matter baseline.

In summary, we present high statistics J/ψ data from Cu+Cu collisions at RHIC, providing for the first time detailed information on $R_{\rm AA}$ and $\langle p_{\rm T}^2 \rangle$ for $N_{\rm part} < 100$. The RMS values of the rapidity distributions at all centralities are consistent with that for $p+p$, and the measured $\langle p_{\rm T}^2 \rangle$ for $p_{\rm T} < 5$ GeV/c is nearly independent of centrality and rapidity. At similar values of $N_{\rm part}$, $R_{\rm AA}$ and $\langle p_{\rm T}^2 \rangle$ are found to agree within errors for Cu+Cu and Au+Au collisions. Cold nuclear matter calculations based on ad hoc fits to d+Au data reproduce the peripheral Cu+Cu data well up to $N_{\rm part} \sim 50$, corresponding to $\epsilon_{Bjorken}\ \tau\ \sim 1.5$ GeV/fm$^2/c$ [20], where $\epsilon_{Bjorken}$ is the Bjorken energy density and τ is the formation time. For an estimate of the thermalized energy density, hydrodynamical models give thermalization times in the range of 0.6 fm/c to 1.0 fm/c [2], which implies that cold nuclear matter effects dominate J/ψ production up to thermalized energy densities of ~ 1.5 to 2.5 GeV/fm^3.

We thank the staff of the Collider-Accelerator and Physics Departments at BNL for their vital contributions. We acknowledge support from the Office of Nuclear Physics in DOE Office of Science and NSF (U.S.A.), MEXT and JSPS (Japan), CNPq and FAPESP (Brazil), NSFC (China), MSMT (Czech Republic), IN2P3/CNRS, and CEA (France), BMBF, DAAD, and AvH (Germany), OTKA (Hungary), DAE (India), ISF (Israel), KRF and KOSEF (Korea), MES, RAS, and FAAE (Russia), VR and KAW (Sweden), U.S. CRDF for the FSU, US-Hungarian NSF-OTKA-MTA, and US-Israel BSF.

* Deceased
† PHENIX Spokesperson: jacak@skipper.physics.sunysb.edu

[1] J. W. Harris and B. Müller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46**, 71 (1996).
[2] K. Adcox et al., Nucl. Phys. **A757**, 184 (2005).
[3] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
[4] M. B. Johnson et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 4483 (2001).
[5] V. Guzey et al., Phys. Lett. **B603**, 173 (2004).
[6] R. Baier et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 37 (2000).
[7] S. Gavin and R. Vogt, Nucl. Phys. **A610**, 442c (1996).
[8] R. L. Thews and M. L. Mangano, Phys. Rev. **C73**, 014904 (2006).
[9] B. Alessandro et al., Eur. Phys. J. **C39**, 335 (2005).
[10] B. Alessandro et al., Eur. Phys. J. **C48**, 329 (2007).
[11] R. Arnaldi et al., arXiv:0706.4361 [nucl-ex].
[12] K. Adcox et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 469 (2003).
[13] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 051802 (2004).
[14] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 012304 (2006).
[15] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 232002 (2007).
[16] A. Adare et al., Phys. Rev. **C77**, 024912 (2008).
[17] S. S. Adler et al., Phys. Rev. **C69**, 014901 (2004).
[18] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 232301 (2007).
[19] F. Karsch, Lect. Notes Phys. **583**, 209 (2002).
[20] S. S. Adler et al., Phys. Rev. **C71**, 034908 (2005).
[21] A. Adare et al., arXiv:0801.4555 [nucl-ex].
[22] R. Vogt, Phys. Rev. **C71**, 054902 (2005).
[23] K. J. Eskola et al., Nucl. Phys. **B535**, 351 (1998).
[24] K. J. Eskola et al., Eur. Phys. J. **C9**, 61 (1998).
[25] D. de Florian and R. Sassot, Phys. Rev. **D69**, 074028 (2004).

Annexe E

J/ψ Production vs Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV

J/ψ Production vs Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

A. Adare,[8] S. Afanasiev,[22] C. Aidala,[9] N.N. Ajitanand,[49] Y. Akiba,[43,44] H. Al-Bataineh,[38] J. Alexander,[49] A. Al-Jamel,[38] K. Aoki,[28,43] L. Aphecetche,[51] R. Armendariz,[38] S.H. Aronson,[3] J. Asai,[44] E.T. Atomssa,[29] R. Averbeck,[50] T.C. Awes,[39] B. Azmoun,[3] V. Babintsev,[18] G. Baksay,[14] L. Baksay,[14] A. Baldisseri,[11] K.N. Barish,[4] P.D. Barnes,[31] B. Bassalleck,[37] S. Bathe,[4] S. Batsouli,[9,39] V. Baublis,[42] F. Bauer,[4] A. Bazilevsky,[3] S. Belikov,[3,21] R. Bennett,[50] Y. Berdnikov,[46] A.A. Bickley,[8] M.T. Bjorndal,[9] J.G. Boissevain,[31] H. Borel,[11] K. Boyle,[50] M.L. Brooks,[31] D.S. Brown,[38] D. Bucher,[34] H. Buesching,[3] V. Bumazhnov,[18] G. Bunce,[3,44] J.M. Burward-Hoy,[31] S. Butsyk,[31,50] S. Campbell,[50] J.-S. Chai,[23] B.S. Chang,[58] J.-L. Charvet,[11] S. Chernichenko,[18] J. Chiba,[24] C.Y. Chi,[9] M. Chiu,[9,19] I.J. Choi,[58] T. Chujo,[55] P. Chung,[49] A. Churyn,[18] V. Cianciolo,[39] C.R. Cleven,[16] Y. Cobigo,[11] B.A. Cole,[9] M.P. Comets,[40] P. Constantin,[21,31] M. Csanád,[13] T. Csörgő,[25] T. Dahms,[50] K. Das,[15] G. David,[3] M.B. Deaton,[1] K. Dehmelt,[14] H. Delagrange,[51] A. Denisov,[18] D. d'Enterria,[9] A. Deshpande,[44,50] E.J. Desmond,[3] O. Dietzsch,[47] A. Dion,[50] M. Donadelli,[47] J.L. Drachenberg,[1] O. Drapier,[29] A. Drees,[50] A.K. Dubey,[57] A. Durum,[18] V. Dzhordzhadze,[4,52] Y.V. Efremenko,[39] J. Egdemir,[50] F. Ellinghaus,[8] W.S. Emam,[4] A. Enokizono,[17,30] H. En'yo,[43,44] B. Espagnon,[40] S. Esumi,[54] K.O. Eyser,[4] D.E. Fields,[37,44] M. Finger,[5,22] F. Fleuret,[29] S.L. Fokin,[27] B. Forestier,[32] Z. Fraenkel,[57] J.E. Frantz,[9,50] A. Franz,[3] A.D. Frawley,[15] K. Fujiwara,[43] Y. Fukao,[28,43] S.-Y. Fung,[4] T. Fusayasu,[36] S. Gadrat,[32] I. Garishvili,[52] F. Gastineau,[51] M. Germain,[51] A. Glenn,[8,52] H. Gong,[50] M. Gonin,[29] J. Gosset,[11] Y. Goto,[43,44] R. Granier de Cassagnac,[29] N. Grau,[21] S.V. Greene,[55] M. Grosse Perdekamp,[19,44] T. Gunji,[7] H.-Å. Gustafsson,[33] T. Hachiya,[17,43] A. Hadj Henni,[51] C. Haegemann,[37] J.S. Haggerty,[3] M.N. Hagiwara,[1] H. Hamagaki,[7] R. Han,[41] H. Harada,[17] E.P. Hartouni,[30] K. Haruna,[17] M. Harvey,[3] E. Haslum,[33] K. Hasuko,[43] R. Hayano,[7] M. Heffner,[30] T.K. Hemmick,[50] T. Hester,[4] J.M. Heuser,[43] X. He,[16] H. Hiejima,[19] J.C. Hill,[21] R. Hobbs,[37] M. Hohlmann,[14] M. Holmes,[55] W. Holzmann,[49] K. Homma,[17] B. Hong,[26] T. Horaguchi,[43,53] D. Hornback,[52] M.G. Hur,[23] T. Ichihara,[43,44] K. Imai,[28,43] M. Inaba,[54] Y. Inoue,[45,43] D. Isenhower,[1] L. Isenhower,[1] M. Ishihara,[43] T. Isobe,[7] M. Issah,[49] A. Isupov,[22] B.V. Jacak,[50] J. Jia,[9] J. Jin,[9] O. Jinnouchi,[44] B.M. Johnson,[3] K.S. Joo,[35] D. Jouan,[40] F. Kajihara,[7,43] S. Kametani,[7,56] N. Kamihara,[43,53] J. Kamin,[50] M. Kaneta,[44] J.H. Kang,[58] H. Kanou,[43,53] T. Kawagishi,[54] D. Kawall,[44] A.V. Kazantsev,[27] S. Kelly,[8] A. Khanzadeev,[42] J. Kikuchi,[56] D.H. Kim,[35] D.J. Kim,[58] E. Kim,[48] Y.-S. Kim,[23] E. Kinney,[8] A. Kiss,[13] E. Kistenev,[3] A. Kiyomichi,[43] J. Klay,[30] C. Klein-Boesing,[34] L. Kochenda,[42] V. Kochetkov,[18] B. Komkov,[42] M. Konno,[54] D. Kotchetkov,[4] A. Kozlov,[57] A. Král,[10] A. Kravitz,[9] P.J. Kroon,[3] J. Kubart,[5,20] G.J. Kunde,[31] N. Kurihara,[7] K. Kurita,[45,43] M.J. Kweon,[26] Y. Kwon,[52,58] G.S. Kyle,[38] R. Lacey,[49] Y.-S. Lai,[9] J.G. Lajoie,[21] A. Lebedev,[21] Y. Le Bornec,[40] S. Leckey,[50] D.M. Lee,[31] M.K. Lee,[58] T. Lee,[48] M.J. Leitch,[31] M.A.L. Leite,[47] B. Lenzi,[47] H. Lim,[48] T. Liška,[10] A. Litvinenko,[22] M.X. Liu,[31] X. Li,[6] X.H. Li,[4] B. Love,[55] D. Lynch,[3] C.F. Maguire,[55] Y.I. Makdisi,[3] A. Malakhov,[22] M.D. Malik,[37] V.I. Manko,[27] Y. Mao,[41,43] L. Mašek,[5,20] H. Masui,[54] F. Matathias,[9,50] M.C. McCain,[19] M. McCumber,[50] P.L. McGaughey,[31] Y. Miake,[54] P. Mikeš,[5,20] K. Miki,[54] T.E. Miller,[55] A. Milov,[50] S. Mioduszewski,[3] G.C. Mishra,[16] M. Mishra,[2] J.T. Mitchell,[3] M. Mitrovski,[49] A. Morreale,[4] D.P. Morrison,[3] J.M. Moss,[31] T.V. Moukhanova,[27] D. Mukhopadhyay,[55] J. Murata,[45,43] S. Nagamiya,[24] Y. Nagata,[54] J.L. Nagle,[8] M. Naglis,[57] I. Nakagawa,[43,44] Y. Nakamiya,[17] T. Nakamura,[17] K. Nakano,[43,53] J. Newby,[30] M. Nguyen,[50] B.E. Norman,[31] A.S. Nyanin,[27] J. Nystrand,[33] E. O'Brien,[3] S.X. Oda,[7] C.A. Ogilvie,[21] H. Ohnishi,[43] I.D. Ojha,[55] H. Okada,[28,43] K. Okada,[44] M. Oka,[54] O.O. Omiwade,[1] A. Oskarsson,[33] I. Otterlund,[33] M. Ouchida,[17] K. Ozawa,[7] R. Pak,[3] D. Pal,[55] A.P.T. Palounek,[31] V. Pantuev,[50] V. Papavassiliou,[38] J. Park,[48] W.J. Park,[26] S.F. Pate,[38] H. Pei,[21] J.-C. Peng,[19] H. Pereira,[11] V. Peresedov,[22] D.Yu. Peressounko,[27] C. Pinkenburg,[3] R.P. Pisani,[3] M.L. Purschke,[3] A.K. Purwar,[31,50] H. Qu,[16] J. Rak,[21,37] A. Rakotozafindrabe,[29] I. Ravinovich,[57] K.F. Read,[39,52] S. Rembeczki,[14] M. Reuter,[50] K. Reygers,[34] V. Riabov,[42] Y. Riabov,[42] G. Roche,[32] A. Romana,[29,*] M. Rosati,[21] S.S.E. Rosendahl,[33] P. Rosnet,[32] P. Rukoyatkin,[22] V.L. Rykov,[43] S.S. Ryu,[58] B. Sahlmueller,[34] N. Saito,[28,43,44] T. Sakaguchi,[3,7,56] S. Sakai,[54] H. Sakata,[17] V. Samsonov,[42] H.D. Sato,[28,43] S. Sato,[3,24,54] S. Sawada,[24] J. Seele,[8] R. Seidl,[19] V. Semenov,[18] R. Seto,[4] D. Sharma,[57] T.K. Shea,[3] I. Shein,[18] A. Shevel,[42,49] T.-A. Shibata,[43,53] K. Shigaki,[17] M. Shimomura,[54] T. Shohjoh,[54] K. Shoji,[28,43] A. Sickles,[50] C.L. Silva,[47] D. Silvermyr,[39] C. Silvestre,[11] K.S. Sim,[26] C.P. Singh,[2] V. Singh,[2] S. Skutnik,[21] M. Slunečka,[5,22] W.C. Smith,[1] A. Soldatov,[18] R.A. Soltz,[30] W.E. Sondheim,[31] S.P. Sorensen,[52] I.V. Sourikova,[3] F. Staley,[11] P.W. Stankus,[39] E. Stenlund,[33] M. Stepanov,[38] A. Ster,[25] S.P. Stoll,[3] T. Sugitate,[17] C. Suire,[40]

arXiv:nucl-ex/0611020v1 12 Nov 2006

J.P. Sullivan,[31] J. Sziklai,[25] T. Tabaru,[44] S. Takagi,[54] E.M. Takagui,[47] A. Taketani,[43,44] K.H. Tanaka,[24] Y. Tanaka,[36] K. Tanida,[43,44] M.J. Tannenbaum,[3] A. Taranenko,[49] P. Tarján,[12] T.L. Thomas,[37] M. Togawa,[28,43] A. Toia,[50] J. Tojo,[43] L. Tomášek,[20] H. Torii,[43] R.S. Towell,[1] V-N. Tram,[29] I. Tserruya,[57] Y. Tsuchimoto,[17,43] S.K. Tuli,[2] H. Tydesjö,[33] N. Tyurin,[18] C. Vale,[21] H. Valle,[55] H.W. van Hecke,[31] J. Velkovska,[55] R. Vertesi,[12] A.A. Vinogradov,[27] M. Virius,[10] V. Vrba,[20] E. Vznuzdaev,[42] M. Wagner,[28,43] D. Walker,[50] X.R. Wang,[38] Y. Watanabe,[43,44] J. Wessels,[34] S.N. White,[3] N. Willis,[40] D. Winter,[9] C.L. Woody,[3] M. Wysocki,[8] W. Xie,[4,44] Y. Yamaguchi,[56] A. Yanovich,[18] Z. Yasin,[4] J. Ying,[16] S. Yokkaichi,[43,44] G.R. Young,[39] I. Younus,[37] I.E. Yushmanov,[27] W.A. Zajc,[9,†] O. Zaudtke,[34] C. Zhang,[9,39] S. Zhou,[6] J. Zimányi,[25,*] and L. Zolin[22]

(PHENIX Collaboration)

[1]*Abilene Christian University, Abilene, TX 79699, U.S.*
[2]*Department of Physics, Banaras Hindu University, Varanasi 221005, India*
[3]*Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, U.S.*
[4]*University of California - Riverside, Riverside, CA 92521, U.S.*
[5]*Charles University, Ovocný trh 5, Praha 1, 116 36, Prague, Czech Republic*
[6]*China Institute of Atomic Energy (CIAE), Beijing, People's Republic of China*
[7]*Center for Nuclear Study, Graduate School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan*
[8]*University of Colorado, Boulder, CO 80309, U.S.*
[9]*Columbia University, New York, NY 10027 and Nevis Laboratories, Irvington, NY 10533, U.S.*
[10]*Czech Technical University, Zikova 4, 166 36 Prague 6, Czech Republic*
[11]*Dapnia, CEA Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette, France*
[12]*Debrecen University, H-4010 Debrecen, Egyetem tér 1, Hungary*
[13]*ELTE, Eötvös Loránd University, H - 1117 Budapest, Pázmány P. s. 1/A, Hungary*
[14]*Florida Institute of Technology, Melbourne, FL 32901, U.S.*
[15]*Florida State University, Tallahassee, FL 32306, U.S.*
[16]*Georgia State University, Atlanta, GA 30303, U.S.*
[17]*Hiroshima University, Kagamiyama, Higashi-Hiroshima 739-8526, Japan*
[18]*IHEP Protvino, State Research Center of Russian Federation, Institute for High Energy Physics, Protvino, 142281, Russia*
[19]*University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL 61801, U.S.*
[20]*Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Na Slovance 2, 182 21 Prague 8, Czech Republic*
[21]*Iowa State University, Ames, IA 50011, U.S.*
[22]*Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow Region, Russia*
[23]*KAERI, Cyclotron Application Laboratory, Seoul, South Korea*
[24]*KEK, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan*
[25]*KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics of the Hungarian Academy of Sciences (MTA KFKI RMKI), H-1525 Budapest 114, POBox 49, Budapest, Hungary*
[26]*Korea University, Seoul, 136-701, Korea*
[27]*Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*
[28]*Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan*
[29]*Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS-IN2P3, Route de Saclay, F-91128, Palaiseau, France*
[30]*Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, U.S.*
[31]*Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, U.S.*
[32]*LPC, Université Blaise Pascal, CNRS-IN2P3, Clermont-Fd, 63177 Aubiere Cedex, France*
[33]*Department of Physics, Lund University, Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden*
[34]*Institut für Kernphysik, University of Muenster, D-48149 Muenster, Germany*
[35]*Myongji University, Yongin, Kyonggido 449-728, Korea*
[36]*Nagasaki Institute of Applied Science, Nagasaki-shi, Nagasaki 851-0193, Japan*
[37]*University of New Mexico, Albuquerque, NM 87131, U.S.*
[38]*New Mexico State University, Las Cruces, NM 88003, U.S.*
[39]*Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, U.S.*
[40]*IPN-Orsay, Universite Paris Sud, CNRS-IN2P3, BP1, F-91406, Orsay, France*
[41]*Peking University, Beijing, People's Republic of China*
[42]*PNPI, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Leningrad region, 188300, Russia*
[43]*RIKEN, The Institute of Physical and Chemical Research, Wako, Saitama 351-0198, Japan*
[44]*RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000, U.S.*
[45]*Physics Department, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan*
[46]*Saint Petersburg State Polytechnic University, St. Petersburg, Russia*
[47]*Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Caixa Postal 66318, São Paulo CEP05315-970, Brazil*
[48]*System Electronics Laboratory, Seoul National University, Seoul, South Korea*
[49]*Chemistry Department, Stony Brook University, Stony Brook, SUNY, NY 11794-3400, U.S.*
[50]*Department of Physics and Astronomy, Stony Brook University, SUNY, Stony Brook, NY 11794, U.S.*
[51]*SUBATECH (Ecole des Mines de Nantes, CNRS-IN2P3, Université de Nantes) BP 20722 - 44307, Nantes, France*

[52] University of Tennessee, Knoxville, TN 37996, U.S.
[53] Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Oh-okayama, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan
[54] Institute of Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan
[55] Vanderbilt University, Nashville, TN 37235, U.S.
[56] Waseda University, Advanced Research Institute for Science and Engineering, 17 Kikui-cho, Shinjuku-ku, Tokyo 162-0044, Japan
[57] Weizmann Institute, Rehovot 76100, Israel
[58] Yonsei University, IPAP, Seoul 120-749, Korea

The PHENIX experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) has measured J/ψ production for rapidities $-2.2 < y < 2.2$ in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The J/ψ invariant yield and nuclear modification factor $R_{\rm AA}$ as a function of centrality, transverse momentum and rapidity are reported. A suppression of J/ψ relative to binary collision scaling of proton-proton reaction yields is observed. Models which describe the lower energy J/ψ data at the Super Proton Synchrotron (SPS) invoking only J/ψ destruction based on the local medium density would predict a significantly larger suppression at RHIC and more suppression at mid rapidity than at forward rapidity. Both trends are contradicted by our data.

PACS numbers: 25.75.Dw

The Quark-Gluon-Plasma (QGP) is a state of deconfined quarks and gluons which is predicted by lattice Quantum Chromodynamics (QCD) calculations to be formed above a temperature of order $T_c = 170$ MeV for a baryon chemical potential $\mu_b = 0$ [1]. Heavy quarkonia (J/ψ, ψ', χ_c and Υ) have long been considered one of the most promising probes to study formation and properties of QGP. In the deconfined state, the attraction between heavy quarks and anti-quarks is predicted to be reduced due to dynamic screening effects, leading to the suppression of heavy quarkonia yield. The strength of the suppression depends on the binding energies of the quarkonia and the temperature of the surrounding system [2]. Recent lattice QCD calculations suggest that the J/ψ may not dissociate until well above T_c [3, 4]. On the other hand χ_c and ψ' which contribute to the total J/ψ yield via decay are expected to dissolve at lower temperatures due to smaller binding energies.

A J/ψ suppression observed at lower energies by the NA50 experiment at the SPS [5, 6] could be reproduced by various theoretical calculations, some invoking QGP formation and others not. A larger suppression is expected at RHIC compared to SPS due to the larger energy density of the medium created [7, 8]. On the other hand, several models predict that the J/ψ yield will result from a balance between destruction due to thermal gluons and enhancement due to coalescence of uncorrelated $c\bar{c}$ pairs [7, 9], which are produced abundantly in the initial collisions at RHIC energy [10, 11]. Cold nuclear matter (CNM) effects such as nuclear absorption, shadowing and anti-shadowing are also expected to modify the J/ψ yield. PHENIX $d+$Au data show that CNM effects are smaller at RHIC than those observed at lower energy [12] and can be reproduced by a nuclear absorption cross-section of up to 3 mb plus nuclear shadowing [13].

We report results on J/ψ production measured by the PHENIX collaboration at mid-rapidity ($|y| < 0.35$) via e^+e^- decay and at forward rapidity ($|y| \in [1.2, 2.2]$) via $\mu^+\mu^-$ decay in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. These results do not separate primordial J/ψ and J/ψ from χ_c, ψ' or B decay. The J/ψ invariant yields as a function of centrality, rapidity (y) and transverse momentum ($p_{\rm T}$) are shown. They are combined with the J/ψ yield measured in $p+p$ collisions [14] to form the J/ψ nuclear modification factor $R_{\rm AA}$.

The PHENIX apparatus is described in [15]. At mid-rapidity electrons are measured with two spectrometers consisting of Drift Chambers (DC), Pad Chambers (PC), Ring Imaging Cerenkov Counters (RICH), and Electromagnetic Calorimeters (EMCal). They are identified by matching charged tracks reconstructed with the DC and the first layer of the PC to clusters in the EMCal and to hits in the RICH. The energy-momentum matching requirement is $(E/p - 1) \geq -2.5$ standard deviations (σ). The position matching between the track and the cluster in the EMCal is $\leq 2.5\sigma$ (4σ) in azimuth and along the beam axis, for central (peripheral) collisions. For the RICH, at least 4 (2) matching hits are required. Muons are measured with two forward spectrometers consisting of a front absorber to stop most hadrons produced in the collision, cathode strip chambers (MuTr) which provide momentum information and a Muon Identifier (MuID) which uses alternating layers of steel absorber and Iarocci tubes. Charged particle trajectories are first reconstructed in the MuID then in the MuTr. They must reach the last plane of the MuID and have a good geometrical match between the MuID and the MuTr to be identified as muons. The matching is $< 9^\circ$ for the slope and < 15 (20) cm for the position in the first layer of the MuID at positive (negative) rapidity. The collision centrality is determined using two Beam-Beam Counters (BBC) and Zero Degree Calorimeters (ZDC) [16].

The data used for this analysis were collected during the 2004 run at RHIC using a minimum bias trigger (a coincidence of the two BBC) which covers $92 \pm 3\%$ of the

Au + Au inelastic cross-section. After quality assurance and vertex cut ($|z| \leq 30$ cm), 9.9×10^8 (1.1×10^9) events were analyzed for mid (forward) rapidity, corresponding to an integrated luminosity of 157 μb^{-1} (174 μb^{-1}). The forward rapidity data were filtered using an offline level-2 trigger which provides a fast reconstruction of the particle trajectory in the MuID. Events are accepted by this filter when at least two good quality tracks reaching the last plane of the MuID are found within the acceptance.

The J/ψ yield is obtained from the unlike sign dilepton invariant mass distribution after subtracting the combinatorial background using an event-mixing technique. The background is normalized to the real data using the like-sign dilepton invariant mass distribution, $2\sqrt{N^{++}N^{--}}$, with N^{++} (N^{--}) being the number of positive (negative) dilepton pairs. The accuracy of the normalization is estimated to be 2 % and accounted for in the systematic errors. At midrapidity the J/ψ mass resolution is ~ 35 MeV/c^2. The number of J/ψ is determined by counting the remaining unlike sign pairs in the mass range $2.9 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.3$ GeV/c^2. This number is corrected by the estimated contribution of the dielectron continuum and the loss due to the radiative tail. A total of ~ 1000 J/ψ are obtained and the signal to background (S/B) varies from 0.5 for central collisions to 15 for peripheral collisions. At forward rapidity, the J/ψ mass resolution varies from 150 to 200 MeV/c^2 and is larger than at midrapidity primarily because of the multiple scattering and energy loss straggling in the front absorber. The residual background (notably from the open charm pairs and Drell-Yan) in the unlike-sign invariant mass distribution is evaluated using an exponential form. The J/ψ signal is estimated with direct counting of the remaining pairs in the mass range $2.6 \leq M_{\mu^+\mu^-} \leq 3.6$ GeV/c^2 and using a fit with different line shapes. The average of the resulting values is used as the number of J/ψ and their dispersion is included in the systematic error. A total of ~ 4500 J/ψ are obtained and S/B varies from 0.2 for central collisions to 3 for peripheral collisions.

The J/ψ invariant yield in a given centrality, $p_{\rm T}$ and y bin is:

$$\frac{B_{ll}}{2\pi p_{\rm T}} \frac{d^2 N_{J/\psi}}{dp_{\rm T} dy} = \frac{1}{2\pi p_{\rm T}} \frac{N_{J/\psi}}{N_{evt} \Delta y \Delta p_{\rm T} A\varepsilon} \qquad (1)$$

with B_{ll} being the branching ratio for $J/\psi \to l^+l^-$; $N_{J/\psi}$ the number of J/ψ measured in the centrality bin; N_{evt} the corresponding number of events; Δy the rapidity range; $\Delta p_{\rm T}$ the transverse momentum range and $A\varepsilon$ the acceptance and efficiency correction for J/ψ. $A\epsilon$ is determined by full GEANT simulation. It decreases with the collision centrality due to overlapping hits in the RICH, EMCal and MuTr, leading to an increasing amount of mis-reconstructed tracks which are then rejected by the analysis cuts. This effect is evaluated by embedding simulated J/ψ in real events. For the most central collisions the efficiency loss is 20 % at mid rapidity and 75 % (50 %) at positive (negative) rapidity.

TABLE I: Sources of systematic errors on the J/ψ invariant yield. Columns 2 (3) are the average values at mid (forward) rapidity. When two values are given, the first (second) is for peripheral (central) collisions. Errors of type A (type B) are point to point uncorrelated (correlated).

source	$\|y\| < 0.35$	$\|y\| \in [1.2, 2.2]$	type
signal extraction	6.5 to 9 %	4 to 24 %	A
acceptance	6 %	10 %	B
efficiency	4.5 to 8 %	4 to 16 %	B
run by run variation	4 %	5 %	B
input y, $p_{\rm T}$ distributions	2 %	4 %	B

The nuclear modification factor in a given centrality, $p_{\rm T}$ and y bin is:

$$R_{\rm AA} = \frac{d^2 N^{AA}_{J/\psi}/dp_{\rm T}dy}{N_{\rm coll} d^2 N^{pp}_{J/\psi}/dp_{\rm T}dy} \qquad (2)$$

with $d^2 N^{AA}_{J/\psi}/dp_{\rm T}dy$ being the J/ψ yield in Au + Au collisions in the centrality bin, $N_{\rm coll}$ the corresponding mean number of binary collisions and $d^2 N^{pp}_{J/\psi}/dp_{\rm T}dy$ the J/ψ yield in $p + p$ inelastic collisions.

The systematic errors on the J/ψ invariant yield (Table I) are grouped into three categories: point to point uncorrelated (type A) for which the points can move independently one from the other; point to point correlated (type B) for which the points can move coherently though not necessarily by the same amount; and global errors for which all points move by the same relative amount. Statistical and uncorrelated systematic errors are summed in quadrature and represented with vertical bars; correlated systematic errors are represented with boxes and different colors/symbols are used for forward and mid rapidity because they are independent; global systematic errors are quoted directly on the figures. For $R_{\rm AA}$, additional systematic errors are associated with uncertainties in the calculation of $N_{\rm coll}$ (10 to 28 %) and the J/ψ yield in $p + p$ (12 % and 7 % at mid and forward rapidity, respectively). On the other hand the systematic errors that are common to Au + Au and $p + p$ cancel.

Figure 1 shows the J/ψ yield vs. $p_{\rm T}$ for different centrality bins (see Table II for the corresponding number of participants, $N_{\rm part}$). Data from the two muon spectrometers are combined to obtain the forward rapidity points. In each centrality bin, the J/ψ mean square transverse momentum, $\langle {p_{\rm T}}^2 \rangle$, is numerically calculated from the data for $p_{\rm T} \leq 5$ GeV/c and is shown in Table II. The first error corresponds to the statistical and uncorrelated systematic error on the J/ψ yield. The second corresponds to the correlated systematic error. At midrapidity the $\langle {p_{\rm T}}^2 \rangle$ shows no variation versus centrality within

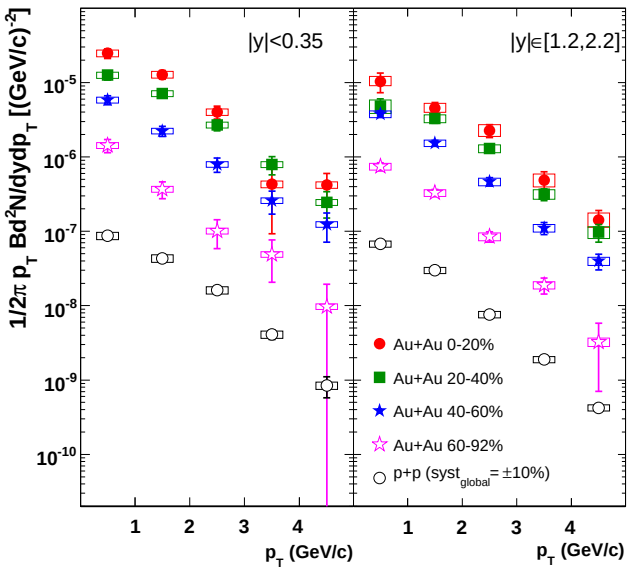

FIG. 1: J/ψ invariant yield vs. $p_{\rm T}$ for different centrality bins in Au + Au collisions and in $p+p$ collisions [14]. The left (right) panel corresponds to mid (forward) rapidity. See text for description of the errors.

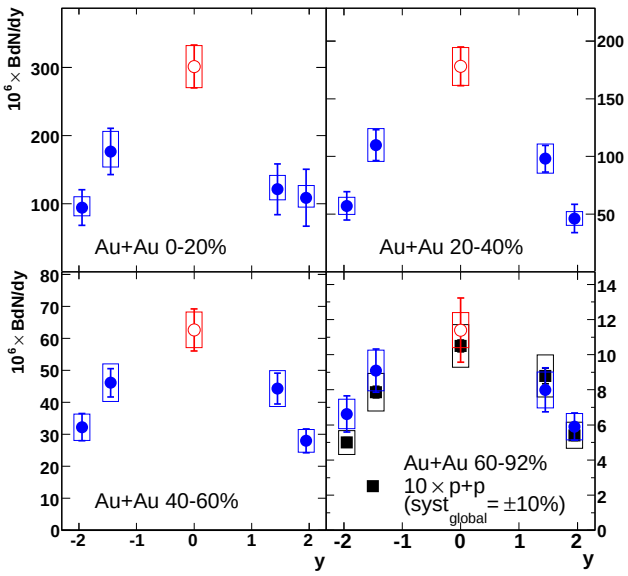

FIG. 2: J/ψ invariant yield vs. y for different centrality bins in Au + Au collisions and for $p+p$ collisions. Open (filled) circles are for mid (forward) rapidity Au + Au data. Black squares are for $p+p$ data [14]. See text for description of the errors.

TABLE II: Characterization of the J/ψ $p_{\rm T}$ and y distributions. Column 3 (4): J/ψ $\langle {p_{\rm T}}^2 \rangle$ calculated for $p_{\rm T} \leq 5$ GeV/c at mid (forward) rapidity for different centrality bins in Au + Au collisions and in $p+p$ collisions. The errors are descibed in the text. Column 5: Calculated RMS of the corresponding J/ψ y distributions.

cent (%)	$N_{\rm part}$	$\langle {p_{\rm T}}^2 \rangle$ (GeV/c)^2 $\lvert y\rvert < 0.35$	$\langle {p_{\rm T}}^2 \rangle$ (GeV/c)^2 $1.2 < \lvert y\rvert < 2.2$	y RMS
0-20	280	$3.6 \pm 0.6 \pm 0.1$	$4.4 \pm 0.4 \pm 0.4$	1.32 ± 0.06
20-40	140	$4.6 \pm 0.5 \pm 0.1$	$4.6 \pm 0.3 \pm 0.4$	1.30 ± 0.05
40-60	60	$4.5 \pm 0.7 \pm 0.2$	$3.7 \pm 0.2 \pm 0.3$	1.40 ± 0.04
60-92	14	$3.6 \pm 0.9 \pm 0.2$	$3.3 \pm 0.3 \pm 0.2$	1.43 ± 0.04
$p+p$	2	$4.1 \pm 0.2 \pm 0.1$	$3.4 \pm 0.1 \pm 0.1$	1.41 ± 0.03

the error bars. It increases slightly with $N_{\rm part}$ at forward rapidity.

Figure 2 shows the J/ψ yield (integrated over $p_{\rm T}$) vs. y for different centrality bins. The root mean square (RMS) of each distribution is shown in Table II. For the two most peripheral bins (40-60 % and 60-93 %) the RMS is compatible with that measured in $p+p$ collisions. For the most central bins (0-20 % and 20-40 %), the RMS is smaller by about 2σ.

Figures 3 and 4 show the J/ψ $R_{\rm AA}$ vs. $p_{\rm T}$ and y, respectively, for different centrality bins. Figure 5(a) shows the $p_{\rm T}$ integrated $R_{\rm AA}$ vs. $N_{\rm part}$ at mid and forward rapidity. For each rapidity, $R_{\rm AA}$ decreases with increasing $N_{\rm part}$. For the most central collisions, $R_{\rm AA}$ is below 0.3 (0.2) at mid (forward) rapidity. Figure 5(b) shows the ratio of forward/mid rapidity $R_{\rm AA}$ vs. $N_{\rm part}$. The ratio first decreases then reaches a plateau of about 0.6 for $N_{\rm part} > 100$.

We observed a significant J/ψ suppression relative to binary scaling of proton-proton is observed for central Au + Au collisions at RHIC. The magnitude of the suppression is similar to that observed at the SPS [6] and greater than the suppression expected by extrapolating the cold nuclear matter effects measured in $d+$Au collisions [12, 13]. Models that describe the SPS data using a J/ψ and/or χ_c and ψ' suppression based on the local density predict a significantly larger suppression at RHIC than SPS and more suppression at mid rapidity than at forward rapidity [7, 8]. Both trends are contradicted by our data. Additionally, the J/ψ mean square transverse momentum, restricted to $p_{\rm T} \leq 5$ GeV/c, shows little dependence on centrality. Various models of J/ψ production and suppression, which predict very different transverse momentum and rapidity dependencies, can be significantly constrained by the data presented here and recent results on open charm [11].

We thank the staff of the Collider-Accelerator and Physics Departments at BNL for their vital contributions. We acknowledge support from the Department of Energy and NSF (U.S.A.), MEXT and JSPS (Japan), CNPq and FAPESP (Brazil), NSFC (China), MSMT (Czech Republic), IN2P3/CNRS, and CEA (France), BMBF, DAAD, and AvH (Germany), OTKA (Hungary), DAE (India), ISF (Israel), KRF and KOSEF (Korea), MES, RAS, and FAAE (Russia), VR and KAW (Swe-

den), U.S. CRDF for the FSU, US-Hungarian NSF-OTKA-MTA, and US-Israel BSF.

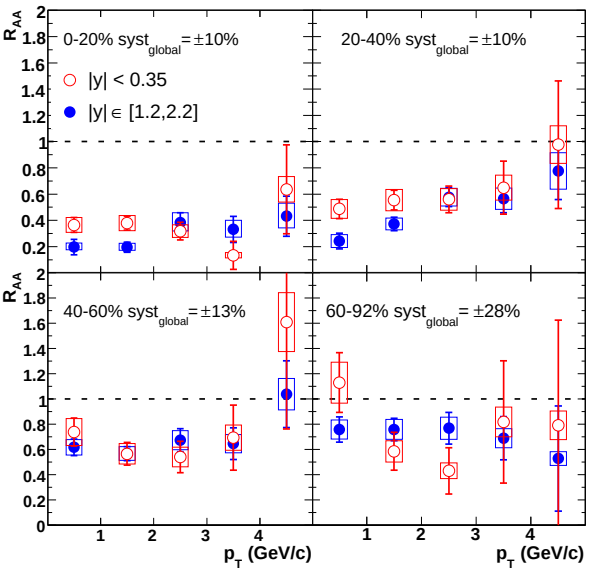

FIG. 3: J/ψ $R_{\rm AA}$ vs. $p_{\rm T}$ for several centrality bins in Au + Au collisions. Mid (forward) rapidity data are shown with open (filled) circles. See text for description of the errors.

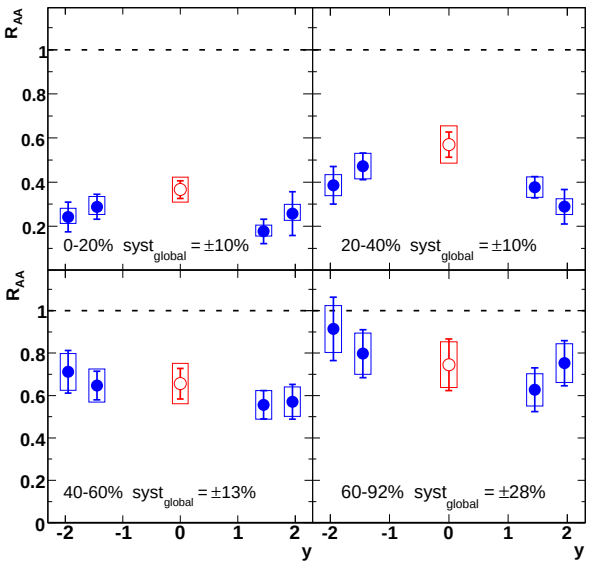

FIG. 4: J/ψ $R_{\rm AA}$ vs. y for different centrality bins. Open (filled) circles are for mid (forward) rapidity. See text for description of the errors.

* Deceased
† PHENIX Spokesperson: zajc@nevis.columbia.edu

[1] F. Karsch, Lect. Notes Phys. **583**, 209 (2002).
[2] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
[3] F. Karsch et al., Nucl. Phys. **A715**, 701 (2003).
[4] M. Asakawa and T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **92**, 012001 (2004).
[5] M. C. Abreu et al., Phys. Lett. **B410**, 337 (1997).
[6] B. Alessandro et al., Eur. Phys. J. **C39**, 335 (2005).
[7] Grandchamp et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 212301 (2004).
[8] Capella et al., Eur. Phys. J. **C42**, 419 (2005).
[9] R. L. Thews and M. L. Mangano, Phys. Rev. **C73**, 014904 (2006).
[10] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 032301 (2006).
[11] A. Adare et al. (2006), hep-ex/0609010.
[12] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 012304 (2006).
[13] R. Vogt (2005), nucl-th/0507027.
[14] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. **XX**, XXXXXX (2007).
[15] K. Adcox et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 469 (2003).
[16] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 072301 (2003).

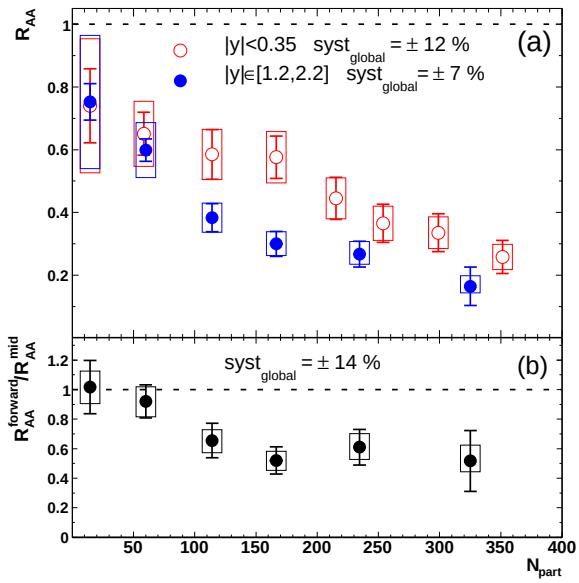

FIG. 5: (a) J/ψ $R_{\rm AA}$ vs. $N_{\rm part}$ for Au + Au collisions. Mid (forward) rapidity data are shown with open (filled) circles. (b) Ratio of forward/mid rapidity J/ψ $R_{\rm AA}$ vs. $N_{\rm part}$. For the two most central bins, mid rapidity points have been combined to form the ratio with the forward rapidity points. See text for description of the errors.

Annexe F

J/ψ Suppression at Forward Rapidity in $\mathrm{Au}+\mathrm{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV

J/ψ suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ =200 GeV

A. Adare,[11] S. Afanasiev,[27] C. Aidala,[40] N.N. Ajitanand,[57] Y. Akiba,[51,52] H. Al-Bataineh,[46] J. Alexander,[57] K. Aoki,[33,51] Y. Aramaki,[10] E.T. Atomssa,[34] R. Averbeck,[58] T.C. Awes,[47] B. Azmoun,[5] V. Babintsev,[22] M. Bai,[4] G. Baksay,[18] L. Baksay,[18] K.N. Barish,[6] B. Bassalleck,[45] A.T. Basye,[1] S. Bathe,[6] V. Baublis,[50] C. Baumann,[41] A. Bazilevsky,[5] S. Belikov,[5,*] R. Belmont,[62] R. Bennett,[58] A. Berdnikov,[54] Y. Berdnikov,[54] A.A. Bickley,[11] J.S. Bok,[65] K. Boyle,[58] M.L. Brooks,[36] H. Buesching,[5] V. Bumazhnov,[22] G. Bunce,[5,52] S. Butsyk,[36] C.M. Camacho,[36] S. Campbell,[58] C.-H. Chen,[58] C.Y. Chi,[12] M. Chiu,[5] I.J. Choi,[65] R.K. Choudhury,[3] P. Christiansen,[38] T. Chujo,[61] P. Chung,[57] O. Chvala,[6] V. Cianciolo,[47] Z. Citron,[58] B.A. Cole,[12] M. Connors,[58] P. Constantin,[36] M. Csanád,[16] T. Csörgő,[30] T. Dahms,[58] S. Dairaku,[33,51] I. Danchev,[62] K. Das,[19] A. Datta,[40] G. David,[5] A. Denisov,[22] A. Deshpande,[52,58] E.J. Desmond,[5] O. Dietzsch,[55] A. Dion,[58] M. Donadelli,[55] O. Drapier,[34] A. Drees,[58] K.A. Drees,[4] J.M. Durham,[58] A. Durum,[22] D. Dutta,[3] S. Edwards,[19] Y.V. Efremenko,[47] F. Ellinghaus,[11] T. Engelmore,[12] A. Enokizono,[35] H. En'yo,[51,52] S. Esumi,[61] B. Fadem,[42] D.E. Fields,[45] M. Finger, Jr.,[7] M. Finger,[7] F. Fleuret,[34] S.L. Fokin,[32] Z. Fraenkel,[64,*] J.E. Frantz,[58] A. Franz,[5] A.D. Frawley,[19] K. Fujiwara,[51] Y. Fukao,[51] T. Fusayasu,[44] I. Garishvili,[59] A. Glenn,[11] H. Gong,[58] M. Gonin,[34] Y. Goto,[51,52] R. Granier de Cassagnac,[34] N. Grau,[12] S.V. Greene,[62] M. Grosse Perdekamp,[23,52] T. Gunji,[10] H.-Å. Gustafsson,[38,*] J.S. Haggerty,[5] K.I. Hahn,[17] H. Hamagaki,[10] J. Hamblen,[59] J. Hanks,[12] R. Han,[49] E.P. Hartouni,[35] E. Haslum,[38] R. Hayano,[10] M. Heffner,[35] T.K. Hemmick,[58] T. Hester,[6] X. He,[20] J.C. Hill,[26] M. Hohlmann,[18] W. Holzmann,[12] K. Homma,[21] B. Hong,[31] T. Horaguchi,[21] D. Hornback,[59] S. Huang,[62] T. Ichihara,[51,52] R. Ichimiya,[51] J. Ide,[42] Y. Ikeda,[61] K. Imai,[33,51] M. Inaba,[61] D. Isenhower,[1] M. Ishihara,[51] T. Isobe,[10] M. Issah,[62] A. Isupov,[27] D. Ivanischev,[50] B.V. Jacak,[58,†] J. Jia,[5,57] J. Jin,[12] B.M. Johnson,[5] K.S. Joo,[43] D. Jouan,[48] D.S. Jumper,[1] F. Kajihara,[10] S. Kametani,[51] N. Kamihara,[52] J. Kamin,[58] J.H. Kang,[65] J. Kapustinsky,[36] K. Karatsu,[33] D. Kawall,[40,52] M. Kawashima,[53,51] A.V. Kazantsev,[32] T. Kempel,[26] A. Khanzadeev,[50] K.M. Kijima,[21] B.I. Kim,[31] D.H. Kim,[43] D.J. Kim,[28] E.J. Kim,[8] E. Kim,[56] S.H. Kim,[65] Y.J. Kim,[23] E. Kinney,[11] K. Kiriluk,[11] Á. Kiss,[16] E. Kistenev,[5] L. Kochenda,[50] B. Komkov,[50] M. Konno,[61] J. Koster,[23] D. Kotchetkov,[45] A. Kozlov,[64] A. Král,[13] A. Kravitz,[12] G.J. Kunde,[36] K. Kurita,[53,51] M. Kurosawa,[51] Y. Kwon,[65] G.S. Kyle,[46] R. Lacey,[57] Y.S. Lai,[12] J.G. Lajoie,[26] A. Lebedev,[26] D.M. Lee,[36] J. Lee,[17] K.B. Lee,[31] K. Lee,[56] K.S. Lee,[31] M.J. Leitch,[36] M.A.L. Leite,[55] E. Leitner,[62] B. Lenzi,[55] P. Liebing,[52] L.A. Linden Levy,[11] T. Liška,[13] A. Litvinenko,[27] H. Liu,[36,46] M.X. Liu,[36] X. Li,[9] B. Love,[62] R. Luechtenborg,[41] D. Lynch,[5] C.F. Maguire,[62] Y.I. Makdisi,[4] A. Malakhov,[27] M.D. Malik,[45] V.I. Manko,[32] E. Mannel,[12] Y. Mao,[49,51] H. Masui,[61] F. Matathias,[12] M. McCumber,[58] P.L. McGaughey,[36] N. Means,[58] B. Meredith,[23] Y. Miake,[61] A.C. Mignerey,[39] P. Mikeš,[7,25] K. Miki,[61] A. Milov,[5] M. Mishra,[2] J.T. Mitchell,[5] A.K. Mohanty,[3] Y. Morino,[10] A. Morreale,[6] D.P. Morrison,[5] T.V. Moukhanova,[32] J. Murata,[53,51] S. Nagamiya,[29] J.L. Nagle,[11] M. Naglis,[64] M.I. Nagy,[16] I. Nakagawa,[51,52] Y. Nakamiya,[21] T. Nakamura,[21,29] K. Nakano,[51,60] J. Newby,[35] M. Nguyen,[58] R. Nouicer,[5] A.S. Nyanin,[32] E. O'Brien,[5] S.X. Oda,[10] C.A. Ogilvie,[26] K. Okada,[52] M. Oka,[61] Y. Onuki,[51] A. Oskarsson,[38] M. Ouchida,[21] K. Ozawa,[10] R. Pak,[5] V. Pantuev,[24,58] V. Papavassiliou,[46] I.H. Park,[17] J. Park,[56] S.K. Park,[31] W.J. Park,[31] S.F. Pate,[46] H. Pei,[26] J.-C. Peng,[23] H. Pereira,[14] V. Peresedov,[27] D.Yu. Peressounko,[32] C. Pinkenburg,[5] R.P. Pisani,[5] M. Proissl,[58] M.L. Purschke,[5] A.K. Purwar,[36] H. Qu,[20] J. Rak,[28] A. Rakotozafindrabe,[34] I. Ravinovich,[64] K.F. Read,[47,59] K. Reygers,[41] V. Riabov,[50] Y. Riabov,[50] E. Richardson,[39] D. Roach,[62] G. Roche,[37] S.D. Rolnick,[6] M. Rosati,[26] C.A. Rosen,[11] S.S.E. Rosendahl,[38] P. Rosnet,[37] P. Rukoyatkin,[27] P. Ružička,[25] B. Sahlmueller,[41] N. Saito,[29] T. Sakaguchi,[5] K. Sakashita,[51,60] V. Samsonov,[50] S. Sano,[10,63] T. Sato,[61] S. Sawada,[29] K. Sedgwick,[6] J. Seele,[11] R. Seidl,[23] A.Yu. Semenov,[26] R. Seto,[6] D. Sharma,[64] I. Shein,[22] T.-A. Shibata,[51,60] K. Shigaki,[21] M. Shimomura,[61] K. Shoji,[33,51] P. Shukla,[3] A. Sickles,[5] C.L. Silva,[55] D. Silvermyr,[47] C. Silvestre,[14] K.S. Sim,[31] B.K. Singh,[2] C.P. Singh,[2] V. Singh,[2] M. Slunečka,[7] R.A. Soltz,[35] W.E. Sondheim,[36] S.P. Sorensen,[59] I.V. Sourikova,[5] N.A. Sparks,[1] P.W. Stankus,[47] E. Stenlund,[38] S.P. Stoll,[5] T. Sugitate,[21] A. Sukhanov,[5] J. Sziklai,[30] E.M. Takagui,[55] A. Taketani,[51,52] R. Tanabe,[61] Y. Tanaka,[44] K. Tanida,[33,51,52] M.J. Tannenbaum,[5] S. Tarafdar,[2] A. Taranenko,[57] P. Tarján,[15] H. Themann,[58] T.L. Thomas,[45] M. Togawa,[33,51] A. Toia,[58] L. Tomášek,[25] H. Torii,[21] R.S. Towell,[1] I. Tserruya,[64] Y. Tsuchimoto,[21] C. Vale,[5,26] H. Valle,[62] H.W. van Hecke,[36] E. Vazquez-Zambrano,[12] A. Veicht,[23] J. Velkovska,[62] R. Vértesi,[15,30] A.A. Vinogradov,[32] M. Virius,[13] V. Vrba,[25] E. Vznuzdaev,[50] X.R. Wang,[46] D. Watanabe,[21] K. Watanabe,[61] Y. Watanabe,[51,52] F. Wei,[26] R. Wei,[57] J. Wessels,[41] S.N. White,[5] D. Winter,[12] J.P. Wood,[1] C.L. Woody,[5] R.M. Wright,[1] M. Wysocki,[11] W. Xie,[52] Y.L. Yamaguchi,[10] K. Yamaura,[21] R. Yang,[23] A. Yanovich,[22] J. Ying,[20] S. Yokkaichi,[51,52] G.R. Young,[47] I. Younus,[45] Z. You,[49] I.E. Yushmanov,[32] W.A. Zajc,[12] C. Zhang,[47] S. Zhou,[9] and L. Zolin[27]

arXiv:1103.6269v1 [nucl-ex] 31 Mar 2011

(PHENIX Collaboration)
[1]Abilene Christian University, Abilene, Texas 79699, USA
[2]Department of Physics, Banaras Hindu University, Varanasi 221005, India
[3]Bhabha Atomic Research Centre, Bombay 400 085, India
[4]Collider-Accelerator Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA
[5]Physics Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA
[6]University of California - Riverside, Riverside, California 92521, USA
[7]Charles University, Ovocný trh 5, Praha 1, 116 36, Prague, Czech Republic
[8]Chonbuk National University, Jeonju, 561-756, Korea
[9]China Institute of Atomic Energy (CIAE), Beijing, People's Republic of China
[10]Center for Nuclear Study, Graduate School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan
[11]University of Colorado, Boulder, Colorado 80309, USA
[12]Columbia University, New York, New York 10027 and Nevis Laboratories, Irvington, New York 10533, USA
[13]Czech Technical University, Zikova 4, 166 36 Prague 6, Czech Republic
[14]Dapnia, CEA Saclay, F-91191, Gif-sur-Yvette, France
[15]Debrecen University, H-4010 Debrecen, Egyetem tér 1, Hungary
[16]ELTE, Eötvös Loránd University, H - 1117 Budapest, Pázmány P. s. 1/A, Hungary
[17]Ewha Womans University, Seoul 120-750, Korea
[18]Florida Institute of Technology, Melbourne, Florida 32901, USA
[19]Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA
[20]Georgia State University, Atlanta, Georgia 30303, USA
[21]Hiroshima University, Kagamiyama, Higashi-Hiroshima 739-8526, Japan
[22]IHEP Protvino, State Research Center of Russian Federation, Institute for High Energy Physics, Protvino, 142281, Russia
[23]University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois 61801, USA
[24]Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, prospekt 60-letiya Oktyabrya 7a, Moscow 117312, Russia
[25]Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Na Slovance 2, 182 21 Prague 8, Czech Republic
[26]Iowa State University, Ames, Iowa 50011, USA
[27]Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow Region, Russia
[28]Helsinki Institute of Physics and University of Jyväskylä, P.O.Box 35, FI-40014 Jyväskylä, Finland
[29]KEK, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan
[30]KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics of the Hungarian Academy of Sciences (MTA KFKI RMKI), H-1525 Budapest 114, POBox 49, Budapest, Hungary
[31]Korea University, Seoul, 136-701, Korea
[32]Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123098 Russia
[33]Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan
[34]Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS-IN2P3, Route de Saclay, F-91128, Palaiseau, France
[35]Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California 94550, USA
[36]Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, USA
[37]LPC, Université Blaise Pascal, CNRS-IN2P3, Clermont-Fd, 63177 Aubiere Cedex, France
[38]Department of Physics, Lund University, Box 118, SE-221 00 Lund, Sweden
[39]University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA
[40]Department of Physics, University of Massachusetts, Amherst, Massachusetts 01003-9337, USA
[41]Institut fur Kernphysik, University of Muenster, D-48149 Muenster, Germany
[42]Muhlenberg College, Allentown, Pennsylvania 18104-5586, USA
[43]Myongji University, Yongin, Kyonggido 449-728, Korea
[44]Nagasaki Institute of Applied Science, Nagasaki-shi, Nagasaki 851-0193, Japan
[45]University of New Mexico, Albuquerque, New Mexico 87131, USA
[46]New Mexico State University, Las Cruces, New Mexico 88003, USA
[47]Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA
[48]IPN-Orsay, Universite Paris Sud, CNRS-IN2P3, BP1, F-91406, Orsay, France
[49]Peking University, Beijing, People's Republic of China
[50]PNPI, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Leningrad region, 188300, Russia
[51]RIKEN Nishina Center for Accelerator-Based Science, Wako, Saitama 351-0198, Japan
[52]RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000, USA
[53]Physics Department, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan
[54]Saint Petersburg State Polytechnic University, St. Petersburg, 195251 Russia
[55]Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Caixa Postal 66318, São Paulo CEP05315-970, Brazil
[56]Seoul National University, Seoul, Korea
[57]Chemistry Department, Stony Brook University, SUNY, Stony Brook, New York 11794-3400, USA
[58]Department of Physics and Astronomy, Stony Brook University, SUNY, Stony Brook, New York 11794-3400, USA
[59]University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA
[60]Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Oh-okayama, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan
[61]Institute of Physics, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

[62] Vanderbilt University, Nashville, Tennessee 37235, USA
[63] Waseda University, Advanced Research Institute for Science and Engineering, 17 Kikui-cho, Shinjuku-ku, Tokyo 162-0044, Japan
[64] Weizmann Institute, Rehovot 76100, Israel
[65] Yonsei University, IPAP, Seoul 120-749, Korea
(Dated: April 1, 2011)

Heavy quarkonia are observed to be suppressed in relativistic heavy ion collisions relative to their production in $p+p$ collisions scaled by the number of binary collisions. In order to determine if this suppression is related to color screening of these states in the produced medium, one needs to account for other nuclear modifications including those in cold nuclear matter. In this paper, we present new measurements from the PHENIX 2007 data set of J/ψ yields at forward rapidity ($1.2 < |y| < 2.2$) in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The data confirm the earlier finding that the suppression of J/ψ at forward rapidity is stronger than at midrapidity, while also extending the measurement to finer bins in collision centrality and higher transverse momentum (p_T). We compare the experimental data to the most recent theoretical calculations that incorporate a variety of physics mechanisms including gluon saturation, gluon shadowing, initial-state parton energy loss, cold nuclear matter breakup, color screening, and charm recombination. We find J/ψ suppression beyond cold-nuclear-matter effects. However, the current level of disagreement between models and d+Au data precludes using these models to quantify the hot-nuclear-matter suppression.

PACS numbers: 25.75.Dw

Heavy quarkonia have long been proposed as a sensitive probe of the color screening length and deconfinement in the quark-gluon plasma [1]. The picture that was originally proposed is complicated by other competing effects that modify quarkonia production and survival in cold and hot nuclear matter. The large suppression of J/ψ in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ GeV measured by the NA50 experiment indicated suppression beyond that projected from cold nuclear matter effects and led to the initial conclusion that color screening was the dominant mechanism [2–4]. The expectation was that at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), where higher energy densities and temperatures are created, the J/ψ suppression would be stronger and turn on in even more peripheral collisions. However, measurements from the PHENIX experiment's 2004 data set in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV revealed that the centrality-dependent nuclear modification factor $R_{\rm AA}$ at midrapidity was the same within statistical and systematic uncertainties as the NA50 result [5–7]. In addition, for more central collisions ($N_{\rm part} \gtrsim 100$) the suppression was measured to be larger at forward rapidity ($1.2 < |y| < 2.2$) compared with midrapidity [5]. This is opposite to the expectation that the suppression should be less at forward rapidity, where the energy density is lower.

The initial estimates of cold nuclear matter (CNM) effects in the NA50 Pb+Pb data were based on p+A measurements [8] at higher collision energies. More recently, measurements of J/ψ production in p+A collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ GeV made by NA60 have shown that CNM effects are stronger than the initial estimates, due to a substantially larger J/ψ effective breakup cross section [9]. This resulted in a reduction of the estimated suppression due to possible hot nuclear matter effects from ∼50% to ∼25%, relative to cold nuclear matter effects. Based on a systematic study of the energy dependence [10] the breakup cross section is expected to be much smaller at the higher RHIC energies, leading to smaller overall CNM effects. Thus it now seems that at RHIC the suppression beyond cold nuclear matter effects at midrapidity could be higher compared to the NA50 results, as one would expect due to the higher energy density. However, the question of why the observed suppression at RHIC is stronger at forward rapidity than at midrapidity remains less understood.

Since that first PHENIX measurement, many alternative explanations have been proposed which now require rigorous confrontation with the full set of experimental measurements. In this paper, we detail the measurement of forward rapidity J/ψ yields and modifications in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from data taken by the PHENIX experiment in 2007. The data set is more than three times larger than the earlier published 2004 data set. In addition, significant improvements in our understanding of the detector performance and signal extraction have led to a reduction in systematic uncertainties. We present details of this new analysis as well as comparisons with theoretical calculations that have attempted to reconcile the earlier data in terms of competing physics mechanisms.

I. DATA ANALYSIS

The PHENIX experiment is described in detail in [11]. For the forward rapidity J/ψ data analysis presented here, the PHENIX experiment utilizes one global detector, the beam-beam counter (BBC), for event central-

*Deceased
†PHENIX Spokesperson: jacak@skipper.physics.sunysb.edu

ity characterization and z-vertex determination, and two muon spectrometers (North and South) for measuring the J/ψ via the dimuon decay channel. The BBC is described in detail in [12]. It comprises two arrays of 64 quartz Čerenkov counters that measure charged particles within the pseudorapidity range ($3.0 < |\eta| < 3.9$). The BBC is also used as the primary Level-1 trigger for Au+Au minimum bias events. The two muon spectrometers are described in detail in [13], and comprise an initial hadronic absorber followed by three sets of cathode strip chambers in a magnetic field, referred to as the Muon Tracker (MuTR). Finally, there are five planes of active Iarocci tubes interleaved with additional steel absorber plates, referred to as the Muon Identifier (MuID). The muon spectrometers measure J/ψs over the rapidity range $1.2 < |y| < 2.2$.

The PHENIX data acquisition system is capable of recording minimum bias Au+Au collisions at high rates ($>$ 5 kHz) with a data archival rate in excess of 600 MB/s. During the 2007 Au+Au run at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, the experiment recorded 82% of all collisions where the minimum bias level-1 trigger fired. Therefore no additional muon-specific trigger was necessary. After data quality cuts to remove runs where there were significant detector performance variations, we analyzed 3.6×10^9 minimum bias Au+Au events. The BBC Level-2 trigger used as the minimum bias trigger for Au+Au events required at least two hits in each of the BBC arrays and a fast-reconstructed z-vertex within ± 30 cm of the nominal center of the detector. An additional selection for our minimum bias definition in offline reconstruction includes a requirement of at least one neutron hit in each of our Zero Degree Calorimeters (ZDCs). This removes a 1-2% background event contamination in the peripheral event sample. The minimum bias definition corresponds to 92% $\pm$ 3% of the inelastic Au+Au cross section [5]. We further categorize the events in terms of centrality classes by comparing the combined North and South BBC charge to a negative binomial distribution for the number of produced particles within the BBC acceptance combined with a Glauber model of the collision [14]. For each centrality category, the mean number of participating nucleons ($N_{\rm part}$), binary collisions ($N_{\rm coll}$), and impact parameter (b), and their associated systematic uncertainties are shown in Table I.

From this minimum bias data sample, we reconstruct muon candidates by finding tracks that penetrate through all layers of the MuID, then matching to tracks in the MuTR. The requirement of the track penetrating the full absorber material through the MuID significantly reduces the hadron contribution. However, there is a small probability of order $\sim$1/1000 for a charged hadron to penetrate the material without suffering a hadronic interaction. This is referred to as a punch-through hadron. Additionally, the current muon spectrometer cannot reject most muons that originate from charged pions and kaons which decay before the absorber in front of the MuTR. Pairs of muon candidate tracks are selected and

TABLE I: Mean $N_{\rm part}$, $N_{\rm coll}$, and impact parameter values and systematic uncertainties in each centrality category.

Centrality (%)	$\langle N_{\rm part}\rangle$	$\langle N_{\rm coll}\rangle$	$\langle b\rangle$ (fm)
0–5	350.8±3.1	1067.0±107.7	2.3±0.1
5–10	301.7±4.7	857.8±85.5	3.9±0.1
10–15	255.7±5.4	680.2±67.3	5.2±0.2
15–20	216.4±5.6	538.7±52.4	6.1±0.2
20–25	182.4±5.7	424.4±40.4	7.0±0.3
25–30	152.7±5.9	330.9±32.7	7.7±0.3
30–35	126.8±5.9	254.7±25.8	8.4±0.3
35–40	104.2±5.8	193.1±20.7	9.0±0.3
40–45	84.6±5.6	143.9±16.5	9.6±0.4
45–50	67.7±5.4	105.4±13.5	10.2±0.4
50–55	53.2±5.0	75.2±10.5	10.7±0.4
55–60	41.0±4.5	52.5±8.2	11.2±0.4
60–65	30.8±3.9	35.7±6.1	11.7±0.5
65–70	22.6±3.4	23.8±4.7	12.2±0.5
70–75	16.1±2.8	15.4±3.3	12.6±0.5
75–80	11.2±2.2	9.7±2.3	13.1±0.5
80–92	5.6±0.8	4.2±0.8	13.9±0.5
0–20	280.5±4.6	783.2±77.5	4.4±0.2
20–40	141.5±5.8	300.8±29.6	8.0±0.3
40–60	61.6±5.1	94.2±12.0	10.4±0.4
60–92	14.4±2.1	14.5±2.8	13.0±0.5

a combined fit is performed with the collision z-vertex from the BBC. We apply various cuts to enhance the sample of good muon track pairs, including cuts on the individual track χ^2 values, the matching between position and direction vectors of the MuID track and the MuTR track projected to the front of the MuID, and finally the track pair and BBC z-vertex combined fit $\chi^2_{\rm vtx}$.

We then calculate the invariant mass of all muon candidate unlike charged sign pairs in various bins in rapidity, p_T, and centrality. Due to the high particle multiplicity in Au+Au events, there is a significant background under the J/ψ peak. In the 0-5% most central Au+Au collisions, within the mass window around the J/ψ ($2.6 < M$ [GeV/c^2] < 3.6) the signal to background is of order 2.9% in the South muon spectrometer and 0.7% in the North muon spectrometer (which has a different geometric acceptance and significantly higher occupancy). The background comprises two components. First, there is the combinatorial background from uncorrelated track pairs. Second, there is a correlated background from physical sources including open charm pair decays (e.g. $D^0 + \overline{D^0} \rightarrow (K^-\mu^+\nu_\mu) + (K^+\mu^-\overline{\nu_\mu})$, open beauty pair decays, and Drell-Yan. The combinatorial background is estimated and subtracted by using event mixing to recreate the background from uncorrelated pairs. Pairs are created from different Au+Au events

within the same category in Au+Au centrality and BBC collision z-vertex. The mixed-event invariant mass distributions are calculated for unlike-sign and like-sign pairs. We treat the real event like-sign pairs as being purely from combinatorial background, since the contribution of the above-mentioned correlated physical background is negligible relative to the combinatorial background. Thus, we determine the mixed event normalization for the unlike-sign case by calculating the normalization factor between the mixed event and real event like-sign counts. We have confirmed that the mixed event and real event like-sign invariant mass distributions match over the full mass range used in the analysis.

The total J/ψ counts recorded in all Au+Au collisions are ∼9100 and ∼4900 in the south and north muon spectrometers, respectively. Two example unlike-sign invariant mass distributions before (upper panel) and after (lower panel) mixed-event combinatorial background subtraction are shown in Fig. 1. The number of measured J/ψ is derived from the subtracted spectra by fitting to the data the line shape of the J/ψ, as determined in $p+p$ collisions [15], and an exponential for the remaining correlated physical background. Note that in the higher $p_T > 2$ GeV/c bins, there is some small acceptance for the ρ, ω and ϕ and thus these additional components are included in the fit. At low p_T, the acceptance goes to zero for lower invariant mass due to the minimum required momentum for each muon to penetrate the MuID and the angular acceptance of the spectrometer. This is accounted for by folding the fit function with an acceptance function that is calculated from Monte Carlo simulation and goes to zero at small invariant mass, as expected. We perform a set of fits where we vary the invariant mass range, the line shape of the J/ψ, and the normalization of the mixed-event sample by ±2% to determine the mean extracted J/ψ signal and systematic uncertainty from the RMS of the different results. Note that any bin where the extracted signal is of less than one standard deviation significance (including statistical and systematic uncertainties) is quoted as a 90% confidence level upper limit (CLUL) based on Poisson statistics.

We also estimated the combinatorial background using the like-sign method, i.e. $N_{+-}^{comb} = 2\sqrt{N_{++} \times N_{--}}$. In this case there is no event mixing, the background is estimated purely from same-event like-sign pairs (instead of mixed-event pairs). The two methods agree over most of the centrality range; however, for the more central events the like-sign method results in somewhat lower extracted counts (∼ 10%). We take the average of the two signal extraction methods and assign an additional systematic uncertainty due to the difference, although for peripheral bins it is a negligible difference.

We then calculate the J/ψ invariant yield for each centrality bin and also in bins in p_T by the following equation:

$$B_{\mu\mu}\frac{d^3N}{dp_T^2 dy} = \frac{1}{2\pi p_T \Delta p_T \Delta y}\frac{N_{J/\psi}}{A\epsilon\ N_{EVT}} \qquad (1)$$

where $B_{\mu\mu}$ is the branching fraction of J/ψ to muons, $N_{J/\psi}$ is the number of measured J/ψ, N_{EVT} is the number of events in the relevant Au+Au centrality category, $A\epsilon$ is the detector geometric acceptance and efficiency, and Δp_T and Δy are the bin width in p_T and y. For the p_T-integrated bins, we similarly calculate $B_{\mu\mu}dN/dy = N_{J/\psi}/(A\epsilon N_{EVT}\Delta y)$.

We calculate $A\epsilon$ to correct for the geometric acceptance of the detector and the inefficiencies of the MuTR and MuID, the track finding algorithm, and occupancy-related effects in the Au+Au environment. This is done by propagating PYTHIA-generated J/ψ through the PHENIX GEANT-3 [16] detector simulation, and embedding the resulting hits in real Au+Au events. The events are then reconstructed using the identical analysis as for real data, and the ratio is taken between reconstructed and embedded J/ψ. The resulting $A\epsilon$ as a function of centrality is shown in Fig. 2 for both the North and South Muon Arms. The effect of the detector occupancy can be seen for more central events, as well as the higher occupancy and resulting lower efficiency in the North Arm.

The acceptance and efficiency as a function of p_T is relatively flat, with a modest 20% decrease from $p_T = 0$ to p_T ∼2.5 GeV/c^2, then proceeds to rise again. The behavior is essentially the same across centralities, with the only difference being the absolute scale of $A\epsilon$.

We calculate the invariant yields separately from the two muon spectrometers, and then combine the values for the final results. We take the weighted average based on the statistical uncertainties and those systematic uncertainties which are uncorrelated between the two measurements. The final averaged result is assigned the uncorrelated (reduced by the averaging) and correlated systematic uncertainties. In addition, it was found that the invariant yields from the two spectrometers disagree beyond their independent uncertainties, and a 5% systematic was added to account for the difference.

II. RESULTS

The final J/ψ invariant yields in 5%-wide centrality bins (integrated over all p_T) are listed in Table II, and as a function of p_T in broader 20%-wide centrality bins in Table III.

The nuclear modification factor $R_{\rm AA}$ compares J/ψ production in A + A with binary collision-scaled $p + p$ reactions, and is calculated as:

$$R_{\rm AA} = \frac{1}{\langle N_{\rm coll}\rangle}\frac{dN^{\rm A+A}/dy}{dN^{p+p}/dy} \qquad (2)$$

where $\langle N_{\rm coll}\rangle$ is the mean number of binary collisions in the centrality category of interest. The $p + p$ results are from the combined analysis of data taken in 2006 and 2008 as published in [17]. The resulting $R_{\rm AA}$ as a function of $N_{\rm part}$ for J/ψ from Au+Au collisions is shown as red circles in Fig. 3.

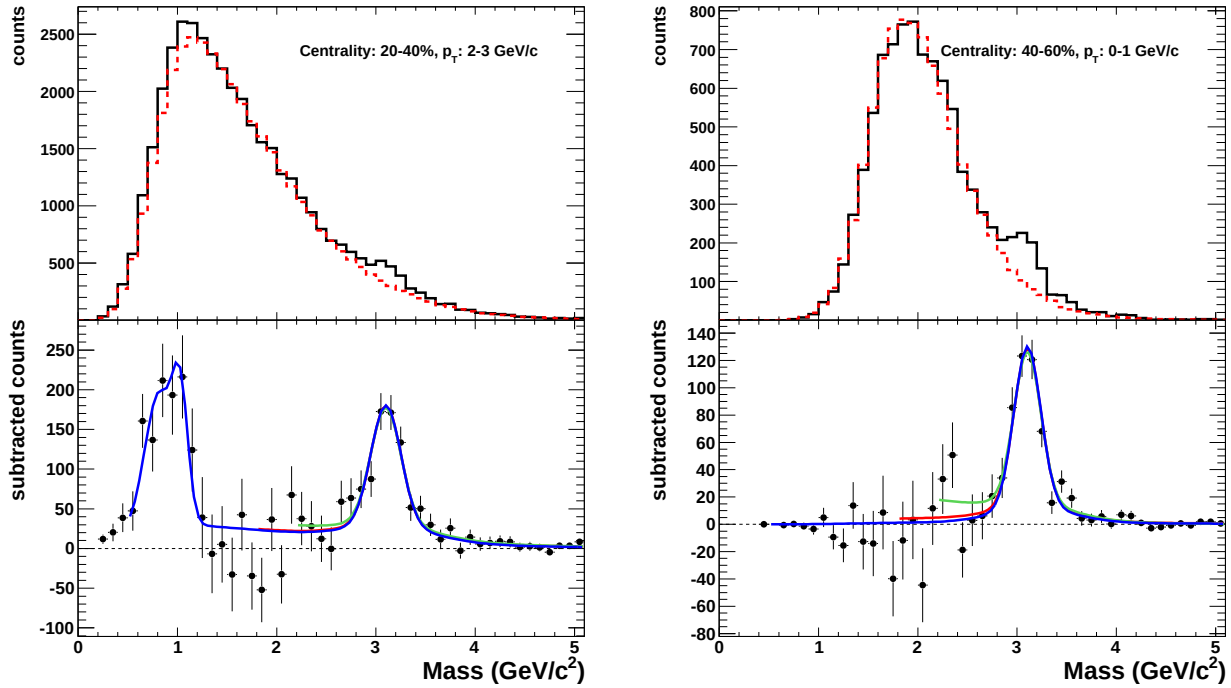

FIG. 1: (Color online) Top: muon spectrometer unlike-sign invariant mass distributions from same-event pairs (black, solid) and mixed-event pairs (red, dashed). Two example centralities and transverse momentum ranges are shown. Bottom: Corresponding unlike-sign invariant mass distributions after mixed-event combinatorial-background subtraction. Colored curves represent three different mass ranges for the signal extraction fit.

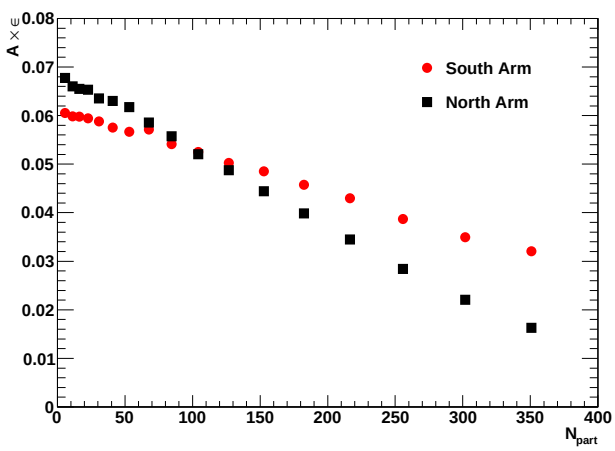

FIG. 2: (Color online) Acceptance × efficiency as a function of centrality for the North and South Arms.

The systematic uncertainties are divided into three categories: type A are the point-to-point uncorrelated systematics, type B are correlated (or anti-correlated) point-to-point, and type C are 100% correlated (i.e. a common multiplicative factor) between all of the points. The error bars in Figs. 3–10 represent the statistical and type A uncertainties added in quadrature, the boxes represent the type B uncertainties, while the type C systematics are included as text in the labels. The type A uncertainties are the RMS of the various mass fits as described above. The type B uncertainties on $R_{\rm AA}$ are comprised

TABLE II: J/ψ invariant yields $B_{\mu\mu}dN/dy$ at forward rapidity ($1.2 < |y| < 2.2$) vs. Au+Au collision centrality. The type C (global) uncertainty for all points is 10.7%.

Centrality (%)	$B_{\mu\mu}dN/dy$	±stat	±type A	+type B	−type B	scale
			(Gev/c^{-2})			
0–5	1.25	0.27	0.11	0.24	0.12	$\times 10^{-4}$
5–10	9.12	2.46	0.13	1.15	0.81	$\times 10^{-5}$
10–15	9.37	1.66	0.71	1.01	0.95	$\times 10^{-5}$
15–20	9.16	1.24	0.48	1.08	1.08	$\times 10^{-5}$
20–25	7.11	0.98	0.29	0.64	0.64	$\times 10^{-5}$
25–30	7.85	0.74	0.29	0.64	0.64	$\times 10^{-5}$
30–35	6.14	0.57	0.28	0.49	0.49	$\times 10^{-5}$
35–40	5.43	0.45	0.14	0.52	0.52	$\times 10^{-5}$
40–45	5.07	0.37	0.15	0.39	0.39	$\times 10^{-5}$
45–50	3.49	0.28	0.07	0.30	0.30	$\times 10^{-5}$
50–55	2.76	0.21	0.07	0.21	0.21	$\times 10^{-5}$
55–60	2.85	0.17	0.04	0.21	0.21	$\times 10^{-5}$
60–65	1.64	0.14	0.03	0.12	0.12	$\times 10^{-5}$
65–70	1.17	0.10	0.01	0.09	0.09	$\times 10^{-5}$
70–75	9.49	0.85	0.11	0.73	0.73	$\times 10^{-6}$
75–80	6.79	0.69	0.14	0.51	0.51	$\times 10^{-6}$
80–92	3.43	0.29	0.04	0.26	0.26	$\times 10^{-6}$

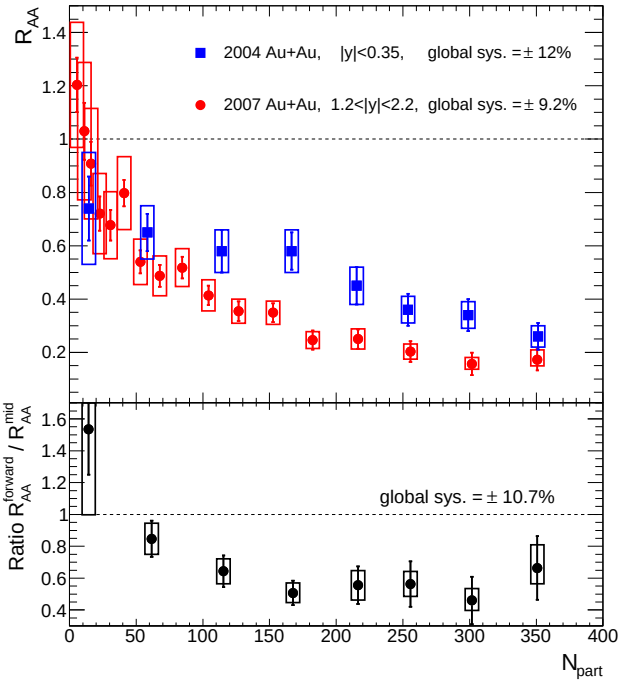

FIG. 3: (Color online) J/ψ $R_{\rm AA}$ as a function of $N_{\rm part}$. Error bars represent the statistical and uncorrelated systematic uncertainties, while the boxes represent the point-to-point correlated systematics. The global scale systematic uncertainties are quoted as text. The lower panel contains the ratio of forward rapidity to midrapidity for the points in the upper panel.

of many sources, dominated by uncertainties in $\langle N_{\rm coll}\rangle$, uncertainties in the matching of Monte Carlo and real detector performance, and differences in signal extraction methods. The type C uncertainties are dominated by the normalization in the $p+p$ invariant cross section measurement. Important systematics on the invariant yields are listed in Table IV.

For comparison, in Fig. 3 we show our previously-published midrapidity J/ψ $R_{\rm AA}$ values from data taken in 2004 [5]. The midrapidity measurement was made in the PHENIX central spectrometers via the J/ψ dielectron decay. There is no PHENIX updated measurement at midrapidity from the 2007 data set due to significantly increased conversion backgrounds from this engineering run of the PHENIX Hadron Blind Detector [18]. The ratio of the new forward rapidity data to the previously-published midrapidity data, shown in the lower panel of Fig. 3, is in agreement with the previous result [5], where the latter led to speculation as to what mechanism could cause a narrower rapidity distribution in Au+Au than $p+p$ collisions.

We also calculate $R_{\rm AA}$ as a function of p_T, again using the published 2006 and 2008 $p+p$ data [17]. Shown in Fig. 4 are the new results at forward rapidity along with the previously-published 2004 midrapidity results [5]. In some centrality bins for $p_T > 5$ GeV/c, we have no significant J/ψ signal in Au+Au and thus can only quote a

TABLE III: J/ψ invariant yields $B_{\mu\mu}\frac{d^3N}{dp_T^2dy}$ at forward rapidity ($1.2 < |y| < 2.2$) vs. p_T in four bins of Au+Au collision centrality. The type C (global) uncertainties are 10%, 10%, 13%, and 19% for 0-20%, 20-40%, 40-60%, and 60-92% centrality, respectively. Bins in which the J/ψ yield was less than the combined statistical and systematic uncertainties are calculated as 90% Confidence Level Upper Limits (CLUL).

Centrality (%)	p_T (GeV/c)	$B_{\mu\mu}\frac{d^3N}{dp_T^2dy}$	stat	type A	+B	−B	scale
			(Gev/c^{-2})				
0–20	0–1	9.36	1.41	0.74	1.01	1.01	$\times10^{-6}$
	1–2	4.46	0.66	0.23	0.40	0.40	$\times10^{-6}$
	2–3	1.37	0.29	0.08	0.17	0.17	$\times10^{-6}$
	3–4	2.99	1.12	0.09	0.27	0.27	$\times10^{-7}$
	4–5	2.05	0.43	0.14	0.18	0.18	$\times10^{-7}$
	5–6		90% CLUL = 3.27 $\times10^{-8}$				
	6–7		90% CLUL = 2.00 $\times10^{-8}$				
20–40	0–1	5.08	0.54	0.18	0.67	0.67	$\times10^{-6}$
	1–2	2.78	0.22	0.09	0.26	0.26	$\times10^{-6}$
	2–3	1.11	0.10	0.02	0.09	0.09	$\times10^{-6}$
	3–4	2.76	0.34	0.11	0.25	0.25	$\times10^{-7}$
	4–5	7.47	1.37	0.31	1.35	1.35	$\times10^{-8}$
	5–6	2.68	0.61	0.08	0.31	0.31	$\times10^{-8}$
	6–7		90% CLUL = 7.15 $\times10^{-9}$				
40–60	0–1	3.19	0.21	0.06	0.26	0.26	$\times10^{-6}$
	1–2	1.49	0.09	0.03	0.12	0.12	$\times10^{-6}$
	2–3	4.80	0.38	0.11	0.39	0.39	$\times10^{-7}$
	3–4	1.27	0.13	0.02	0.11	0.11	$\times10^{-7}$
	4–5	3.86	0.49	0.02	0.41	0.41	$\times10^{-8}$
	5–6	7.51	1.69	0.05	2.04	2.04	$\times10^{-9}$
	6–7		90% CLUL = 2.82 $\times10^{-9}$				
60–92	0–1	9.05	0.57	0.07	0.73	0.73	$\times10^{-7}$
	1–2	3.40	0.22	0.04	0.27	0.27	$\times10^{-7}$
	2–3	9.19	0.91	0.16	0.75	0.75	$\times10^{-8}$
	3–4	2.21	0.35	0.04	0.20	0.20	$\times10^{-8}$
	4–5	8.13	1.39	0.01	0.70	0.70	$\times10^{-9}$
	5–6	2.31	0.54	0.00	0.40	0.40	$\times10^{-9}$
	6–7		90% CLUL = 7.69 $\times10^{-10}$				

TABLE IV: Systematic uncertainties on dN/dy for central and peripheral centrality categories.

Source	Central	Peripheral	Type
Signal extraction	9.8%	1.3%	A
Acceptance	3.4%	2.2%	B
Input y, p_T distributions	4%	4%	B
Difference between mixed event/ like-sign background estimates	1.5%	0.6%	B
North/south arm agreement	5%	5%	B
MuID efficiency	3.6%	2.8%	B

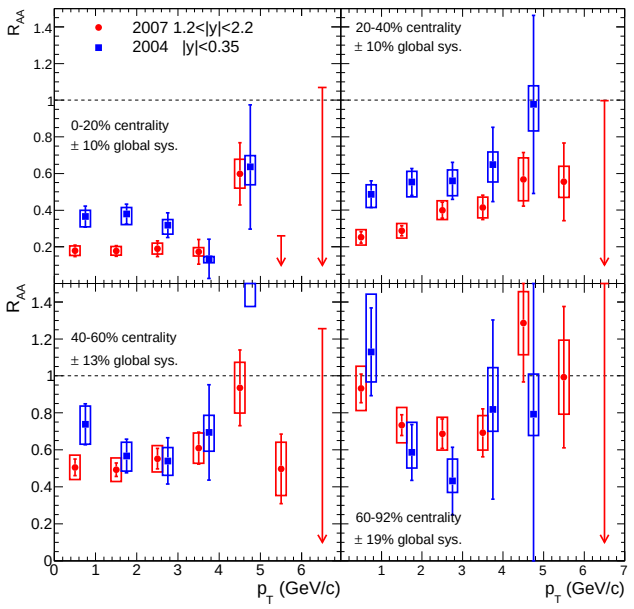

FIG. 4: (Color online) J/ψ $R_{\rm AA}$ as a function of p_T in four centrality bins. Error bars represent the statistical and uncorrelated systematic uncertainties, while the boxes represent the point-to-point correlated systematic uncertainties. The global scale systematic uncertainties are quoted as text.

90% confidence level upper limit on $R_{\rm AA}$.

As there has been much recent interest in whether the $R_{\rm AA}$ as a function of p_T rises or falls, we have performed a simple linear fit to the $R_{\rm AA}$ at forward rapidity over the full p_T range and obtain the following slope (m) values: $m = +0.011 \pm 0.018$ c/GeV (0-20% central), $m = +0.065 \pm 0.023$ c/GeV (20-40% central), $m = +0.034 \pm 0.033$ c/GeV (40-60% central), and $m = -0.037 \pm 0.053$ c/GeV (60-92% central). The quoted slope uncertainties are the quadrature sum of the statistical and systematic uncertainties. Thus, only the 20-40% centrality indicates a statistically significant increase in $R_{\rm AA}$ with p_T.

III. MODEL COMPARISONS

As previously mentioned, various theoretical models have been proposed to reconcile the J/ψ suppression pattern previously published [5]. Here we compare our measurements with three calculations for the centrality and rapidity dependence of the suppression. The first deals entirely with initial-state effects, while the other two incorporate strong final-state effects. Then we compare our measurements with a simple cold nuclear matter effect calculation extrapolated to Au+Au collisions. Finally, we compare to a model calculation for the p_T dependence of $R_{\rm AA}$ at forward rapidity.

In addition to the models discussed here, there are many more models that only have a midrapidity prediction for J/ψ production. Because this paper is focused on forward rapidity J/ψ production, we have not included comparisons to those models.

A. Gluon Saturation Model

In the first model by Kharzeev et. al [19], it is assumed that the nuclear wave functions in very high-energy nuclear collisions can be described by the Color Glass Condensate (CGC). The primary effect is the suppression of J/ψ production and narrowing of the rapidity distribution due to saturation of the gluon fields in heavy ion collisions relative to $p+p$ collisions. In addition, the production mechanism is modified from $p+p$ such that the multigluon exchange diagrams are enhanced. It should be noted that this model does not include any hot medium effects, but does have a free parameter for the overall normalization factor for the Au+Au production, which is fixed to match the midrapidity central collision J/ψ suppression. Thus, the suppression trend with centrality and the relative suppression between mid and forward rapidity are predicted, but not the overall level of suppression.

The resulting $R_{\rm AA}$ values calculated using this model are shown in Fig. 5. This model provides a reasonable description of the data and in particular matches the observed larger suppression at forward rapidity than mid rapdity in central events ($R_{\rm AA}^{\rm forward}/R_{\rm AA}^{\rm mid} \sim 0.5$). It is notable that this ratio is essentially independent of centrality in their calculation, whereas the experimental data shows the relative suppression approaching one in the most peripheral events. Additionally, the calculation at midrapidity actually indicates a significant enhancement (i.e. $R_{\rm AA} > 1$) for peripheral events with $N_{\rm part} < 50$. This enhancement is related to a coherence effect of double gluon exchange. However, the coherence predicts an enhancement in d+Au collisions and R_dAu at midrapidity, and no such enchancement is seen in the experimental data [17].

Recently, the appropriate normalization factor for the above CGC calculation has been calculated [20, 21]. Replacing the normalization factor previously applied to match the theory to the magnitude of the observed midrapidity suppression, results in a predicted CGC suppression approximately a factor of two smaller than in the /auau/ data. This result suggests the importance of additional hot nuclear matter effects.

B. Comover Interaction Model

The second calculation comes from the Comover Interaction Model (CIM) [22, 23]. This calculation uses a rate equation that accounts for J/ψ breakup due to interactions with a dense co-moving final-state medium. Additionally, the contribution from interactions with the outgoing nuclei is included. No assumption is made about

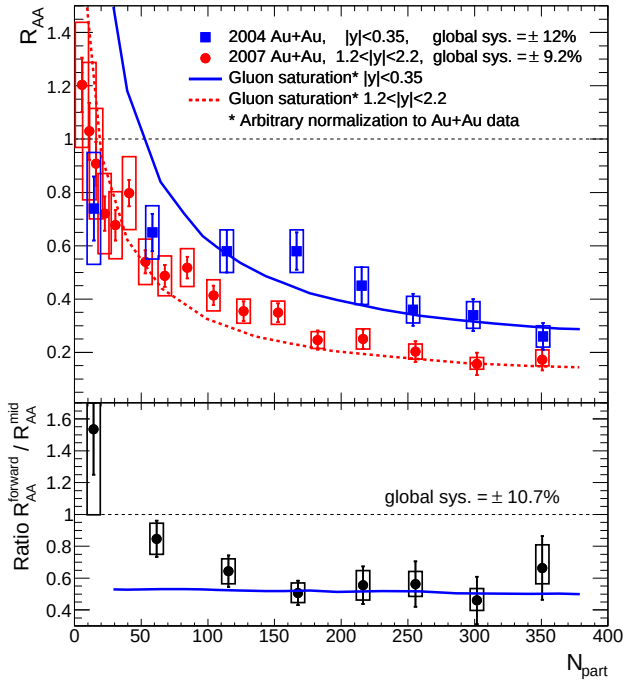

FIG. 5: (Color online) J/ψ $R_{\rm AA}$ as a function of $N_{\rm part}$. Model calculation from [19]. Lower panel is the ratio of forward to midrapidity points and curves from the upper panel.

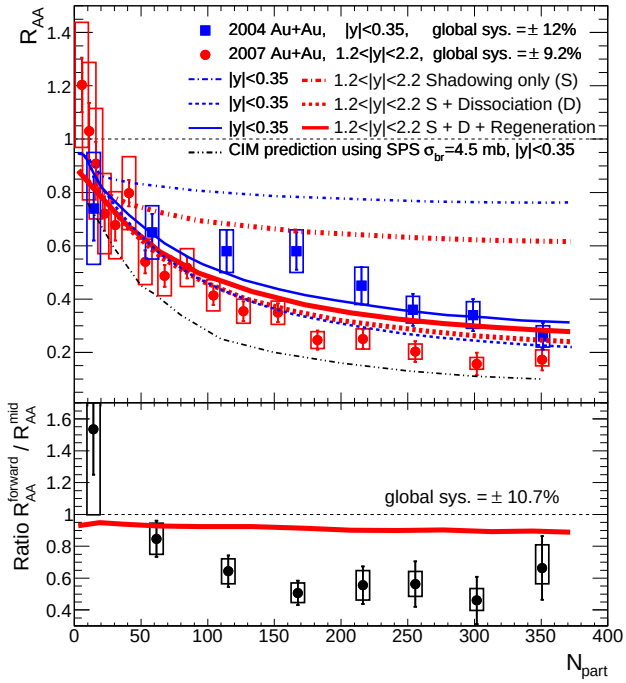

FIG. 6: (Color online) J/ψ $R_{\rm AA}$ as a function of $N_{\rm part}$. Curves are calculations within the Co-mover Interaction Model (CIM). The black dot-dot-dashed curve is the older CIM calculation [22] predicted from SPS data. The remaining curves are from [23], where the dot-dashed curve is from shadowing alone, the dashed line also includes dissociation in the co-moving medium, and the solid line is the total effect after including J/ψs from regeneration. The thin blue curves are calculated for midrapidity, while the thick red are for forward rapidity. The lower panel contains the ratio of forward rapidity to midrapidity for all points and curves in the upper panel where both are calculated.

the nature of the co-moving medium, i.e. whether it is partonic or hadronic, only that it can be represented by a comover density and comover-J/ψ cross section $\sigma_{\rm co}$, for which a value of 0.65 mb was found to match the NA50 data and then used for the projection to Au+Au at RHIC. The separate nuclear breakup cross section was taken to be $\sigma_{\rm br} = 4.5$ mb. This value was taken from measurements in p+A collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 27.4/29.1$ GeV at the CERN-SPS. Under the assumption that $\sigma_{\rm br}$ is energy-independent, the value from those measurements was used until recently as the cold nuclear matter reference for heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ GeV [2], as well as in [22] as the reference for $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at RHIC.

However, the effective breakup cross section has now been shown to decrease significantly with collision energy [10]. In fact, a recent measurement in p+A collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ GeV [9] yielded a value of $\sigma_{\rm br} = 7.6 \pm 0.7 \pm 0.6$ mb with no anti-shadowing correction, and $\sigma_{\rm br} = 9.3 \pm 0.7 \pm 0.7$ mb with anti-shadowing corrected for. The value measured in d+Au collisions at RHIC [15] is $2.8^{+1.7}_{-1.4}$ mb (after shadowing is accounted for using EKS98 nuclear PDFs), somewhat smaller than the 4.5 mb used in [22]. The calculation, shown in Fig. 6 as the black, dot-dot-dashed curve, significantly overestimated the suppression measured at midrapidity for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [5, 7]. The suppression is stronger than the SPS case mainly due to the larger comover density calculated for RHIC.

An updated calculation [23] was then released that replaced the constant nuclear breakup cross section with a Bjorken-x-dependent function that goes to $\sigma_{\rm br} = 0$ mb at $y = 0$, while the same $\sigma_{\rm co} = 0.65$ mb was used for the comover interactions as before. Additionally, a J/ψ regeneration component was added that is normalized to the ratio of open charm production squared to J/ψ production in $p+p$ collisions. These new results are included in Fig. 6. The suppression from initial-state effects alone is much weaker at midrapidity than the previous calculation, due to both the change in the nuclear absorption, as well as an updated parametrization of shadowing effects.

The CNM effects (i.e. shadowing and nuclear absorption) are much stronger at forward rapidity than midrapidity, due in part to the assertion that nuclear absorption is negligible at midrapidity. On the other hand, the effects of comover dissociation and regeneration are stronger at midrapidity. The combination of these three effects leads to predictions which are overall very similar at forward and midrapidity (as seen in the lower panel).

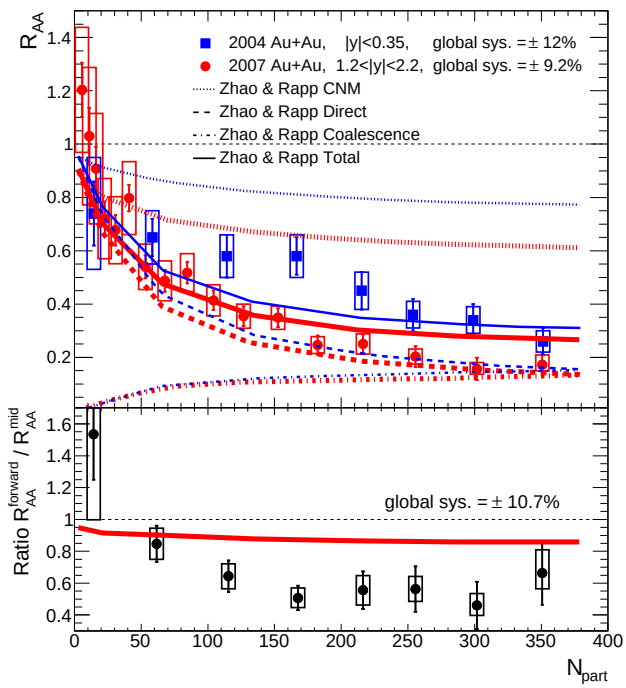

FIG. 7: (Color online) J/ψ $R_{\rm AA}$ as a function of $N_{\rm part}$. Model calculations by Zhao and Rapp from [24, 25] are included for both rapidity bins, incorporating cold and hot nuclear matter suppression as well as coalescence of $c\overline{c}$ pairs. The various line styles represent the different contributions to the total as laid out in the legend, while the two thicknesses represent the two rapidity ranges (thin blue is midrapidity and thick red is forward rapidity). The lower panel contains the ratio of forward rapidity to midrapidity for all points and curves in the upper panel.

C. QGP/Hadron Gas Model

The third model we compare with is from Zhao and Rapp [24, 25], which incorporates both a quark-gluon plasma (QGP) phase and a hadronic gas (HG) phase. In this calculation, they include two different models for cold nuclear matter effects. In the first case, nuclear absorption is calculated in the usual Glauber formalism, shadowing plus anti-shadowing are assumed to roughly cancel, such that the overall shadowing effects are encapsulated in the breakup cross section $\sigma_{\rm br}$, and p_T broadening is included via Gaussian smearing. In the second case, the cold nuclear matter effects are treated as in [23], supplemented with the same p_T broadening model as the first case.

The thermal dissociation is modeled via a Boltzmann transport equation for both QGP and HG phases. The QGP is assumed to be an isentropically expanding cylindrical fireball. J/ψ-medium interactions are assumed to stop at a freeze-out temperature of 120 MeV. The final J/ψ p_T distribution is calculated by spatially integrating the final phase-space distribution. The regeneration component assumes that the $c\overline{c}$ is thermally equilibrated with the medium when it coalesces into a J/ψ. Consequently, and the ψ p_T distribution is governed by a blastwave equation for the transverse flow velocity. The normalization of this component is performed by plugging the initial charm densities into a rate equation with both gain and loss terms, and solving at the freeze-out time.

The calculation results, using the second case for the cold nuclear matter effects, are shown in Fig. 7, along with the separate dissociation and regeneration components. Though the second cold nuclear matter case increases the suppression for more central events compared to the first scenario, the difference in the overall suppression between the two scenarios is small. The qualitative trends of the calculation agree with the experimental data; however, the calculated suppression is very similar between forward and midrapidity, which is in disagreement with the data.

It is noteworthy that the regeneration component is only slightly larger at midrapidity in this model than at forward rapidity. This is in contrast to other regeneration or recombination calculations that result in a significant narrowing of the J/ψ rapidity distribution in central Au+Au events (see for example [27, 28]). In simple calculations, the J/ψ recombination contribution scales as the square of the local charm density ($(dN_{c\overline{c}}/dy)^2$) and thus there is substantially less recombination at forward rapidity. This modeling also leads to predictions of significantly larger recombination enhancements at the LHC where charm production is much larger. However, in this calculation [25] with a full space-momentum distribution of charm pairs, the probability of a charm quark from one $c\overline{c}$ pair recombining with an anti-charm quark from another $c\overline{c}$ pair is suppressed because they are typically spatially separated which is then maintained through collective flow. Thus, their recombination is dominated by the case where a $c\overline{c}$ is produced as a pair that would normally not form a J/ψ, but due to scattering in the medium have a re-interaction and recombine. In this case, the regeneration contribution has a rapidity dependence similar to that of the directly produced J/ψ.

D. Shadowing/Nuclear Absorption/Initial-state Energy Loss Model

In addition to the above three models, we use a framework for calculating just the cold nuclear matter effects and extrapolating them to Au+Au collisions. We begin with the prescription in [26] for d+Au collisions, which combinines effects of nuclear-modified parton distributions functions (nPDFs) using the EPS09 parameterization [29] with a rapidity-independent J/ψ-nucleon breakup cross section $\sigma_{\rm br}$, along with the possibility of initial-state parton energy loss. We have extended these calculations to the Au+Au case using the identical code. First, we include the variations of the EPS09 nPDF sets

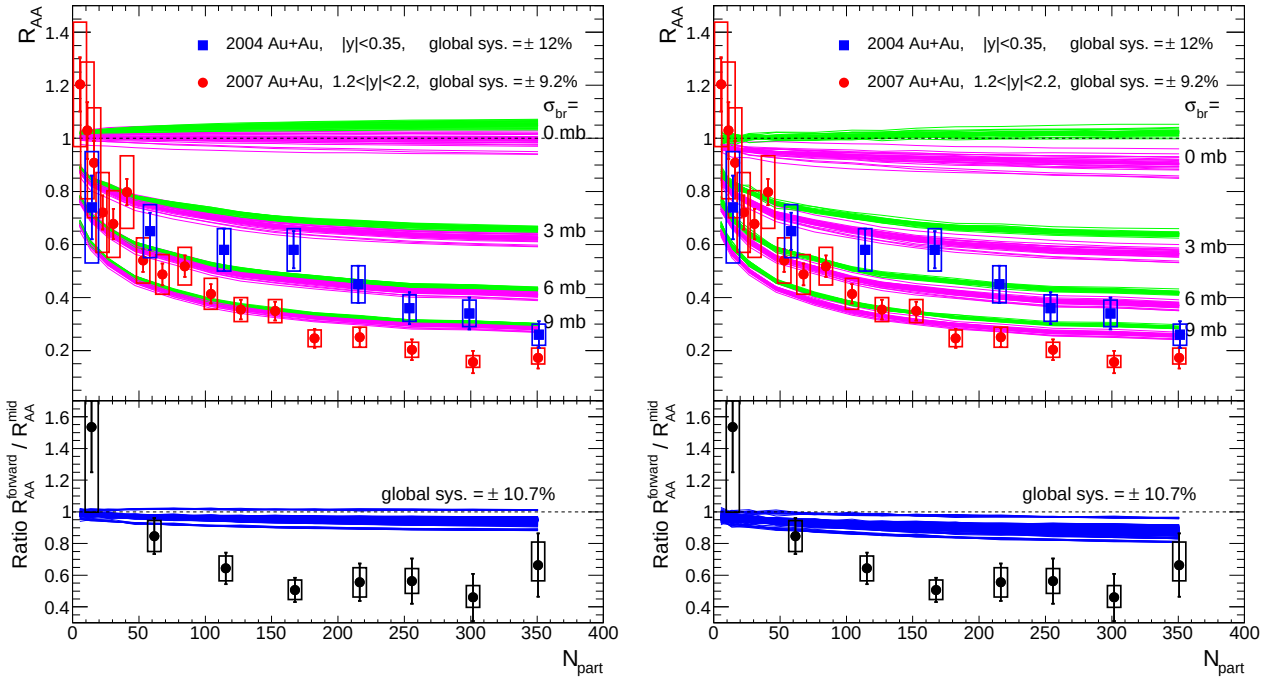

FIG. 8: (Color online) J/ψ $R_{\rm AA}$ as a function of $N_{\rm part}$. Shown in the left panel is a comparison with a calculation including cold nuclear matter effects (nPDF and $\sigma_{breakup}$) following the prescription in [17, 26]. The green (magenta) lines (light gray (dark gray) in B&W) are the result at midrapidity (forward rapidity) for all 31 EPS09 nPDF variations and the labeled value for $\sigma_{breakup}$ for 0, 3, 6, and 9 mb. In the lower panel, one sees all 31 EPS09 variations times the various $\sigma_{breakup}$ values resulting in less than a 10% difference between forward and midrapidity modification. The right panel shows the same calculation, but now including initial state parton energy loss with a quadratic length dependence. The chosen strength of the energy loss is that which most closely matches the d+Au data as detailed in paper [26]. The lower panels in both cases contain the ratios of forward rapidity to midrapidity for all points and curves in the upper panels.

and the breakup cross section $\sigma_{\rm br}$. Shown in the left panel of Fig. 8, is the projected cold nuclear matter effect from these two contributions. The top green band shows the results for J/ψ at midrapidity from all 31 EPS09 nPDF variations with a $\sigma_{\rm br} = 0$ mb. The lower green bands are in steps of $\sigma_{\rm br} = 3, 6, 9$ mb. The magenta bands show results for J/ψ at forward rapidity. The centrality dependence is not reproduced for any value of $\sigma_{\rm br}$ at either rapidity, though a value of $\sigma_{\rm br}$ greater than 6 mb (9 mb) is required to approach the data at mid (forward) rapidity. In the lower panel we show all 31 EPS09 nPDFs times 4 $\sigma_{\rm br}$ values spanning the range $\sigma_{\rm br}$ = 0-9 mb for the ratio of the forward to midrapidity suppression. No combination of these two effects reproduces the modification in the rapidity shape for mid to central Au+Au collisions. One reason for the modest rapidity dependence is that at forward rapidity the J/ψ production results from one low-x gluon (in the nPDF shadowing regime) and one high-x gluon (in the nPDF anti-shadowing regime) and the two effects largely cancel.

As discussed in [26], one can attempt to improve the cold nuclear matter calculation agreement with the d+Au data by including a parameterization of initial-state parton energy loss. In the right panel of Fig. 8, we again plot all 31 EPS09 nPDF parameterizations, 4 $\sigma_{\rm br}$ values and the quadratic length dependent initial-state parton energy loss that best matched the d+Au data. The initial-state parton energy loss has a minimal effect over this rapidity range, which is not unexpected since the effect only becomes significant in d+Au for rapidity $y > 1.8$.

We note that the cold nuclear matter calculation does not give a full description of the d+Au data, adding some uncertainty to its use in Au+Au collisions. Nevertheless, it is informative that the calculation clearly fails to simultaneously explain the Au+Au data at forward and midrapidity. We observe J/ψ suppression beyond that expected from the cold nuclear matter effects included in this calculation with the choice of a reasonable value of 3.0-3.5 mb for $\sigma_{\rm br}$ at RHIC.

E. p_T Dependence of the Suppression

Most of the above calculations do not include predictions for the J/ψ suppression as a function of transverse momentum. However, the calculation of Zhao and Rapp [25] provides nuclear modification factors at both mid- and forward rapidity as a function of p_T. Shown in Fig. 9 are the results compared with our experimental

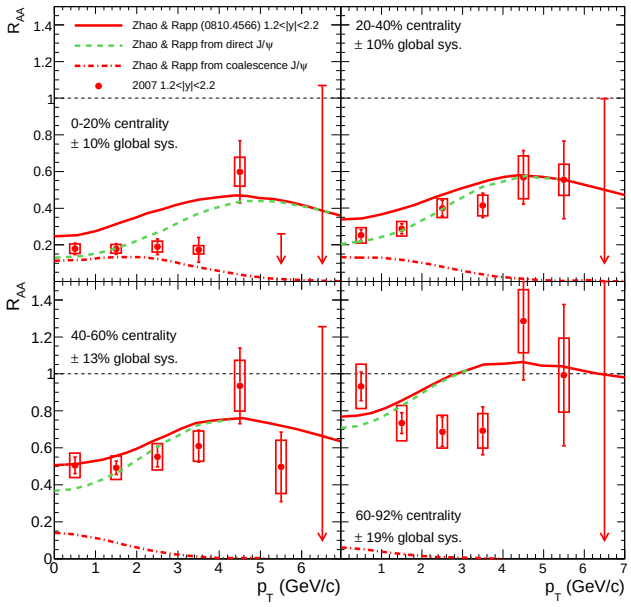

FIG. 9: (Color online) J/ψ $R_{\rm AA}$ as a function of p_T in four centrality bins. Model calculations by Zhao and Rapp from [24, 25] are included for the forward rapidity bin, incorporating cold and hot nuclear matter suppression as well as coalescence of $c\bar{c}$ pairs.

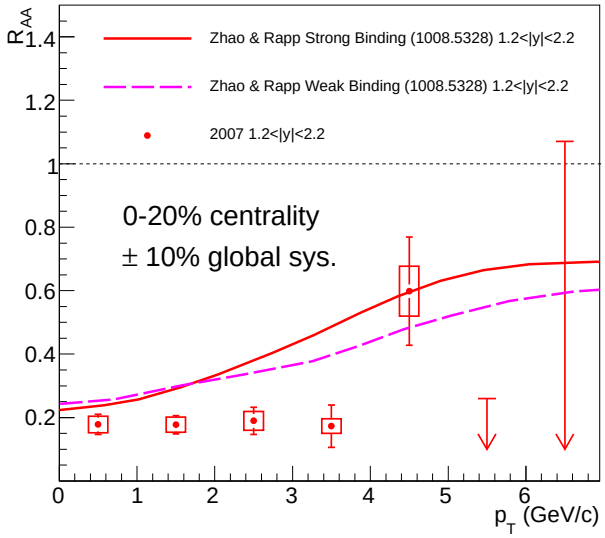

FIG. 10: (Color online) J/ψ $R_{\rm AA}$ as a function of p_T in the 0-20% centrality bin at forward rapidity. Overlaid are a more recent calculation of Zhao and Rapp [30, 31].

data. Their calculations indicate a moderate rise in $R_{\rm AA}$ versus p_T predominantly due to the Cronin effect [32]. In fact, in other recombination models the enhancement is limited to low p_T [27], and in this calculation the recombination contribution drops off beyond $p_T \gtrsim 3$ GeV/c. At low p_T in the most central bin, the suppression from this calculation is too weak by up to a factor of two.

More recently, Zhao and Rapp [30, 31] have modified this calculation to include feed-down from B-mesons and a reduced suppression at higher p_T due to the longer formation time of the preresonance state to the J/ψ from time dilation. These contributions serve to increase $R_{\rm AA}$ at higher p_T compared to the previous calculation, and are compared to the forward rapidity data in Fig. 10. The current lack of statistics in the data at $p_T > 5$ GeV/c precludes a confirmation of this effect.

It should also be noted that in the new calculation by Zhao and Rapp, cold nuclear matter effects are handled differently than in the earlier calculation. An effective absorption cross section of 3.5 (5.5) mb at $y = 0$ (1.7) is used to account for the combined effects of shadowing and breakup. These effective cross sections are obtained from comparison with recent PHENIX d+Au data. They argue that the larger effective breakup cross section at forward rapidity is most likely associated with shadowing effects, and so reflects a suppression of the number of charm pairs relative to midrapidity. Therefore, the additional effective absorption at forward rapidity is associated with a reduction in the open charm yield as well as the J/ψ yield, thus also reducing the J/ψ regeneration contribution. As a result of the ad hoc use of a larger effective absorption cross section at forward rapidity, this new calculation produces a forward to midrapidity $R_{\rm AA}$ ratio of about 0.7 in central collisions, which is in better agreement with the data. Again, this is entirely due to the cold nuclear matter effects, and in fact the hot nuclear matter suppression in this calculation is almost identical between forward and midrapidity.

A second model of interest to the p_T dependence of J/ψ production is the so-called Hot Wind model [33]. This model predicts a decrease in J/ψ $R_{\rm AA}$ at higher p_T in semi-central events, based on a modification of the screening length due to the relative velocity between the J/ψ and the medium. However, there is no quantitative calculation available at forward rapidities, and there is no evidence for such an effect in the p_T range covered by the present data.

IV. SUMMARY AND CONCLUSIONS

We have presented new and more precise measurements of J/ψ nuclear modification at forward rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The results confirm our earlier published findings of a larger suppression at forward compared with midrapidity. This, combined with the similar suppression of J/ψ at midrapidity between RHIC and lower energy measurements, remains an outstanding puzzle in terms of a full theoretical description.

Due to the lack of a comprehensive and consistent understanding of the numerous cold nuclear matter effects

and their extrapolation to nucleus-nucleus collisions, extracting a quantitative measurement of the hot nuclear matter effects is not possible at the present time. However, it is clear that the observed suppression is attributable to hot nuclear matter effects, as the suppression in Au+Au collisions is larger than predicted by the current models of CNM effects. It will be useful for all calculations to include the transverse momentum dependence for future comparisons, especially as the experimental uncertainties, particularly at high p_T, will only improve in the future.

[1] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416 (1986).
[2] M. Abreu et al. (NA50 Collaboration), Physics Letters B **477**, 28 (2000).
[3] D. Kharzeev, C. Lourenco, M. Nardi, and H. Satz, Z.Phys. **C74**, 307 (1997), hep-ph/9612217.
[4] U. W. Heinz and M. Jacob (2000), nucl-th/0002042.
[5] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 232301 (2007), nucl-ex/0611020.
[6] J. Nagle (for the PHENIX Collaboration) (2007), 0705.1712.
[7] H. Pereira Da Costa (PHENIX Collaboration), Nucl.Phys. **A774**, 747 (2006), nucl-ex/0510051.
[8] B. Alessandro et al. (NA50 Collaboration), Eur. Phys. J. C **33**, 31 (2004).
[9] R. Arnaldi (NA60), Nucl. Phys. **A830**, 345c (2009), 0907.5004.
[10] C. Lourenco, R. Vogt, and H. K. Woehri, JHEP **02**, 014 (2009), and references therein.
[11] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Nucl. Inst. and Meth. A **499**, 469 (2003).
[12] M. Allen et al. (PHENIX Collaboration), Nucl. Inst. and Meth. A **499**, 549 (2003).
[13] H. Akikawa et al. (PHENIX Collaboration), Nucl. Inst. and Meth. A **499**, 537 (2003).
[14] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**, 205 (2007).
[15] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C **77**, 024912 (2008), 0711.3917.
[16] R. Brun et al., CERN Program Library Long Write-up W5013 (1994), URL `http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/`.
[17] A. Adare et al. (2010), 1010.1246.
[18] A. Milov, W. Anderson, B. Azmoun, C.-Y. Chi, A. Drees, et al., J.Phys.G **G34**, S701 (2007), physics/0701273.
[19] D. Kharzeev, E. Levin, M. Nardi, and K. Tuchin, Nucl. Phys. A **826**, 230 (2009), 0809.2933.
[20] K. Tuchin, Nuclear Physics A **854**, 198 (2011), 1012.4212.
[21] M. Nardi, Nucl. Phys. **A855**, 392 (2011).
[22] A. Capella and E. G. Ferreiro, The European Physical Journal C **42**, 419 (2005), hep-ph/0505032.
[23] A. Capella, L. Bravina, E. G. Ferreiro, A. B. Kaidalov, K. Tywoniuk, and E. Zabrodin, Eur. Phys. J. C **58**, 437 (2008), 0712.4331.
[24] X. Zhao and R. Rapp, Phys. Lett. B **664**, 253 (2008), 0712.2407.
[25] X. Zhao and R. Rapp, Eur. Phys. J. **62**, C109 (2009), 0810.4566.
[26] J. Nagle, A. Frawley, L. L. Levy, and M. Wysocki (2010), 1011.4534.
[27] R. L. Thews and M. L. Mangano, Phys. Rev. C **73**, 014904 (2006), nucl-th/0505055.
[28] K. Zhou, N. Xu, and P. Zhuang, Nucl.Phys. **A834**, 249C (2010), 0911.5008.
[29] K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, JHEP **04**, 065 (2009).
[30] X. Zhao and R. Rapp, arXiv:1008.5328 [nucl-th].
[31] X. Zhao, private communication.
[32] D. Antreasyan, J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet, L. Kluberg, P. A. Piroué, and R. L. Sumner, Phys. Rev. D **19**, 764 (1979).
[33] H. Liu, K. Rajagopal, and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. Lett. **98**, 182301 (2007), hep-ph/0607062.

Références

[1] K. G. Wilson, "Confinement of quarks," *Phys. Rev. D* **10** (Oct, 1974) 2445–2459. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.10.2445.

[2] J. B. Kogut, "A Review of the Lattice Gauge Theory Approach to Quantum Chromodynamics," *Rev. Mod. Phys.* **55** (1983) 775.

[3] F. Karsch, "Lattice QCD at high temperature and density," *Lect.Notes Phys.* **583** (2002) 209–249, arXiv:hep-lat/0106019 [hep-lat].

[4] F. Karsch and E. Laermann, "Thermodynamics and in medium hadron properties from lattice QCD," arXiv:hep-lat/0305025 [hep-lat].

[5] K. Rajagopal, "The phases of qcd in heavy ion collisions and compact stars," *ACTA PHYS.POLON.B* **31** (2000) 3021. http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ph/0009058.

[6] J. D. Bjorken, "Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region," *Phys. Rev. D* **27** (Jan, 1983) 140–151. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.27.140.

[7] **PHENIX** Collaboration, K. Adcox *et al.*, "Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration," *Nucl.Phys.* **A757** (2005) 184–283, arXiv:nucl-ex/0410003 [nucl-ex].

[8] J. E. Augustin *et al.*, "Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation," *Phys. Rev. Lett.* **33** (Dec, 1974) 1406–1408. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1406.

[9] J. J. Aubert *et al.*, "Experimental observation of a heavy particle j," *Phys. Rev. Lett.* **33** (Dec, 1974) 1404–1406. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1404.

[10] W.-M. Yao *et al.*, "Review of Particle Physics," *Journal of Physics G* **33** (2006) 1+. http://pdg.lbl.gov.

[11] E. Norrbin and T. Sjostrand, "Production and hadronization of heavy quarks," *Eur.Phys.J.* **C17** (2000) 137–161, arXiv:hep-ph/0005110 [hep-ph].

[12] R. Baier and R. Ruckl, "Hadronic Production of J/ψ and Υ: Transverse Momentum Distributions," *Phys. Lett. B* **102** (1981) 364.

[13] E. Braaten, M. A. Doncheski, S. Fleming, and M. L. Mangano, "Fragmentation production of J/ψ and ψ' at the Tevatron," *Phys.Lett.* **B333** (1994) 548–554, `arXiv:hep-ph/9405407 [hep-ph]`.

[14] H. Haberzettl and J. P. Lansberg, "Possible solution of the J/ψ production puzzle," *Phys. Rev. Lett.* **100** (Jan, 2008) 032006. `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.032006`.

[15] P. Artoisenet and E. Braaten, "Charm-pair rescattering mechanism for charmonium production in high-energy collisions," *Phys. Rev. D* **80** (Aug, 2009) 034018. `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.80.034018`.

[16] S. J. Brodsky and J.-P. Lansberg, "Heavy-Quarkonium Production in High Energy Proton-Proton Collisions at RHIC," *Phys.Rev.* **D81** (2010) 051502, `arXiv:0908.0754 [hep-ph]`.

[17] H. Fritzsch, "Producing heavy quark flavors in hadronic collisions: A test of quantum chromodynamics," *Phys. Lett. B* **67** (1977) 217.

[18] J. F. Amundson, O. J. P. Eboli, E. M. Gregores, and F. Halzen, "Quantitative tests of color evaporation: Charmonium production," *Phys. Lett. B* **390** (1997) 323–328, `arXiv:hep-ph/9605295`.

[19] G. T. Bodwin, E. Braaten, and G. P. Lepage, "Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium," *Phys. Rev.* **D51** (1995) 1125–1171, `arXiv:hep-ph/9407339`.

[20] K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, "EPS09 - a New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions," *JHEP* **04** (2009) 065.

[21] **European Muon Collaboration** Collaboration, J. Aubert *et al.*, "The ratio of the nucleon structure functions $F2_n$ for iron and deuterium," *Phys.Lett.* **B123** (1983) 275.

[22] D. Kharzeev and K. Tuchin, "Signatures of the color glass condensate in J/ψ production off nuclear targets," *Nucl. Phys.* **A770** (2006) 40–56.

[23] D. Kharzeev and K. Tuchin, "Open charm production in heavy ion collisions and the color glass condensate," *Nucl. Phys.* **A735** (2004) 248–266.

[24] J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet, J. P. Boymond, P. A. Piroué, and R. L. Sumner, "Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 gev," *Phys. Rev. D* **11** (Jun, 1975) 3105–3123. `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.11.3105`.

[25] S. Gavin and J. Milana, "Energy loss at large $x_{\rm f}$ in nuclear collisions," *Phys. Rev. Lett.* **68** (Mar, 1992) 1834–1837. `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.1834`.

[26] S. J. Brodsky and P. Hoyer, "A Bound on the energy loss of partons in nuclei," *Phys.Lett.* **B298** (1993) 165–170, `arXiv:hep-ph/9210262 [hep-ph]`.

[27] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff, "Radiative energy loss and $p_{\rm T}$ broadening of high-energy partons in nuclei," *Nucl.Phys.* **B484** (1997) 265–282, `arXiv:hep-ph/9608322 [hep-ph]`.

[28] **NA50** Collaboration, B. Alessandro *et al.*, "A new measurement of J/psi suppression in Pb-Pb collisions at 158 GeV per nucleon," *Eur. Phys. J.* **C39** (2005) 335–345, `arXiv:hep-ex/0412036`.

[29] **NA60** Collaboration, R. Arnaldi *et al.*, "J/psi production in indium-indium collisions at 158- GeV/nucleon," *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 132302.

[30] M. C. Abreu *et al.*, "Anomalous J/ψ suppression in Pb-Pb interactions at 158 GeV per nucleon,". `http://hal.in2p3.fr/in2p3-00000868`.

[31] T. Matsui and H. Satz, "J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation," *Phys. Lett.* **B178** (1986) 416.

[32] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T. M. Yan, "Charmonium: The model," *Phys. Rev. D* **17** (Jun, 1978) 3090–3117. `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.17.3090`.

[33] P. Debye and E. Hückel, "Zur Theorie der Elektrolyte," *Physikalische Zeitschrift* **24** no. 9, (1923) 185–206.

[34] S. Digal, P. Petreczky, and H. Satz, "Quarkonium feed down and sequential suppression," *Phys.Rev.* **D64** (2001) 094015, `arXiv:hep-ph/0106017 [hep-ph]`.

[35] A. Capella and D. Sousa, "J/ψ suppression as a function of the energy of the zero degree calorimeter: Can it discriminate between deconfining and comovers interaction models?," `arXiv:nucl-th/0110072 [nucl-th]`.

[36] B. Svetitsky, "Diffusion of charmed quarks in the quark-gluon plasma," *Phys. Rev. D* **37** (May, 1988) 2484–2491.

[37] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, "Statistical hadronization of charm in heavy-ion collisions at SPS, RHIC and LHC," *Phys. Lett.* **B571** (2003) 36–44, `arXiv:nucl-th/0303036`.

[38] R. L. Thews and M. L. Mangano, "Momentum spectra of charmonium produced in a quark-gluon plasma," *Phys. Rev. C* **73** (May, 2006) 014904, `arXiv:nucl-th/0505055`. `http://prc.aps.org/abstract/PRC/v73/i1/e014904`.

[39] **PHENIX** Collaboration, K. Adcox *et al.*, "PHENIX detector overview," *Nucl.Instrum.Meth.* **A499** (2003) 469–479.

[40] H. Hahn *et al.*, "The RHIC design overview," *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 245–263.

[41] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "Cold Nuclear Matter Effects on J/ψ as Constrained by Deuteron-Gold Measurements at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV," *Phys. Rev.* **C77** (2008) 024912, `arXiv:0711.3917 [nucl-ex]`.

[42] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "J/ψ production versus transverse momentum and rapidity in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV," *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 232002, `arXiv:hep-ex/0611020`.

[43] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "J/ψ production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV," *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 232301, `arXiv:nucl-ex/0611020`.

[44] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "J/ψ Production in sqrt $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV Cu+Cu Collisions," *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 122301, `arXiv:0801.0220 [nucl-ex]`.

[45] R. Frühwirth, "Application of Kalman filtering to track and vertex fitting," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **262** (Dec., 1987) 444–450.

[46] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, "A brief introduction to pythia 8.1," *Computer Physics Communications* **178** no. 11, (2008) 852–867.

[47] R. Brun *et al. CERN Program Library Long Write-up W5013* (1994) . `http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/`.

[48] F. Z. Drees, K.A. Xu and H. Huang *Proceedings of the PAC2003 Conference, Portland, OR* (2003) . `http://warrior.lbl.gov:7778/pac.html`.

[49] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, "Glauber modeling in high energy nuclear collisions," *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57** (2007) 205–243, `arXiv:nucl-ex/0701025`.

[50] J.-Y. Ollitrault, "On the measurement of azimuthal anisotropies in nucleus-nucleus collisions," `arXiv:nucl-ex/9711003 [nucl-ex]`.

[51] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "Ground and excited charmonium state production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV," `arXiv:1105.1966 [hep-ex]`.

[52] J. Pumplin, D. Stump, J. Huston, H. Lai, P. M. Nadolsky, *et al.*, "New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis," *JHEP* **0207** (2002) 012, `arXiv:hep-ph/0201195 [hep-ph]`.

[53] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt, "Dynamical parton distributions revisited," *Eur.Phys.J.* **C5** (1998) 461–470, `arXiv:hep-ph/9806404 [hep-ph]`.

[54] P. Faccioli, C. Lourenco, J. Seixas, and H. K. Wohri, "J/psi polarization from fixed-target to collider energies," *Phys.Rev.Lett.* **102** (2009) 151802, `arXiv:0902.4462 [hep-ph]`.

[55] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "Transverse momentum dependence of J/ψ polarization at midrapidity in p+p collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV," *Phys.Rev.* **D82** (2010) 012001, `arXiv:0912.2082 [hep-ex]`.

[56] D. de Florian and R. Sassot, "Nuclear parton distributions at next-to-leading order," *Phys.Rev.* **D69** (2004) 074028, `arXiv:hep-ph/0311227 [hep-ph]`.

[57] K. Eskola, V. Kolhinen, and R. Vogt, "Obtaining the nuclear gluon distribution from heavy quark decays to lepton pairs in pA collisions," *Nucl.Phys.* **A696** (2001) 729–746, `arXiv:hep-ph/0104124 [hep-ph]`.

[58] C. Lourenco, R. Vogt, and H. K. Woehri, "Energy dependence of J/ψ absorption in proton-nucleus collisions," *JHEP* **0902** (2009) 014, `arXiv:0901.3054 [hep-ph]`.

[59] F. Arleo and V.-N. Tram, "A Systematic study of J/psi suppression in cold nuclear matter," *Eur.Phys.J.* **C55** (2008) 449–461, `arXiv:hep-ph/0612043 [hep-ph]`.

[60] V.-N. Tram and F. Arleo, "Global analysis of J/psi suppression in cold nuclear matter," *Eur.Phys.J.* **C61** (2009) 847–852, `arXiv:0907.0043 [hep-ph]`. 6 pages, 3 figures To appear in the proceedings of 3rd International Conference On Hard And Electromagnetic Probes Of High-Energy Nuclear Collisions (HP2008) Eur.Phys.J.C.

[61] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "Cold Nuclear Matter Effects on J/ψ Yields as a Function of Rapidity and Nuclear Geometry in Deuteron-Gold Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV," *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 142301, `arXiv:1010.1246 [Unknown]`.

[62] R. Vogt, "Shadowing and absorption effects on J/ψ production in dA collisions," *Phys.Rev.* **C71** (2005) 054902, `arXiv:hep-ph/0411378 [hep-ph]`.

[63] J. Nagle, A. Frawley, L. L. Levy, and M. Wysocki, "Theoretical Modeling of J/ψ Yield Modifications in Proton (Deuteron) - Nucleus Collisions at High Energy," *Phys.Rev.* **C84** (2011) 044911, `arXiv:1011.4534 [nucl-th]`.

[64] A. Frawley, "Update on J/ψ cold nuclear matter $R_{\rm AA}$ estimates from fits to $d+$Au $R_{\rm CP}$ data," *CATHIE INT Workshop* (2009) .

[65] D. Kharzeev, E. Levin, M. Nardi, and K. Tuchin, "J/ψ production in heavy ion collisions and gluon saturation," *Nucl.Phys.* **A826** (2009) 230–255, `arXiv:0809.2933 [hep-ph]`.

[66] F. Dominguez, D. Kharzeev, E. Levin, A. Mueller, and K. Tuchin, "Gluon saturation effects on the color singlet J/ψ production in high energy dA and AA collisions," *Phys.Lett.* **B710** (2012) 182–187, `arXiv:1109.1250 [hep-ph]`. 11 pages, 6 figures.

[67] A. Capella and E. Ferreiro, "J/ψ suppression at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV in the comovers interaction model," *Eur.Phys.J.* **C42** (2005) 419–424, `arXiv:hep-ph/0505032 [hep-ph]`.

[68] A. Capella, L. Bravina, E. Ferreiro, A. Kaidalov, K. Tywoniuk, *et al.*, "Charmonium dissociation and recombination at RHIC and LHC," *Eur.Phys.J.* **C58** (2008) 437–444, `arXiv:0712.4331 [hep-ph]`.

[69] X. Zhao and R. Rapp, "Charmonium in medium: From correlators to experiment," *Phys. Rev. C* **82** (Dec, 2010) 064905. `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.064905`.

[70] A. Adare *et al.*, "J/ψ suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV," `arXiv:1103.6269 [nucl-ex]`.

[71] **PHENIX** Collaboration, S. S. Adler *et al.*, "Measurement of single electron event anisotropy in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ GeV," *Phys. Rev.* **C72** (2005) 024901, `arXiv:nucl-ex/0502009`.

[72] C. Silvestre, "First measurement of j/psi azimuthal anisotropy in phenix at forward rapidity in au+au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 200$ gev," *The European Physical Journal C - Particles and Fields* **61** (2009) 841–845. `http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-0934-1`. 10.1140/epjc/s10052-009-0934-1.

[73] **STAR** Collaboration, H. Masui, "Star highlights," *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **38** no. 12, (2011) 124002. `http://stacks.iop.org/0954-3899/38/i=12/a=124002`.

[74] **NA60** Collaboration, R. Arnaldi, "J/ψ production in p-A and A-A collisions at fixed target experiments," *Nucl.Phys.* **A830** (2009) 345C–352C, `arXiv:0907.5004 [nucl-ex]`.

[75] **ALICE** Collaboration, "The alice experiment at the cern lhc," *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08002. `http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002`.

[76] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," *Phys.Lett.* **B704** (2011) 442–455, `arXiv:1105.0380 [hep-ex]`.

[77] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Inclusive J/ψ production in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV," `arXiv:1203.3641 [hep-ex]`.

[78] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "J/ψ polarization in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 082001, `arXiv:1111.1630 [hep-ex]`.

[79] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "J/ψ Production as a Function of Charged Particle Multiplicity in *pp* Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," `arXiv:1202.2816 [hep-ex]`.

[80] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "J/ψ production at low transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 2.76$ TeV," `arXiv:1202.1383 [hep-ex]`.

[81] **CMS** Collaboration, Chatrchyan *et al.*, "The CMS experiment at the CERN LHC," *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08004. `http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08004`.

[82] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Indications of suppression of excited Υ states in PbPb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 2.76$ TeV," *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 052302, `arXiv:1105.4894 [nucl-ex]`.

[83] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Suppression of non-prompt J/ψ, prompt J/ψ, and Υ(1S) in PbPb collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}} = 2.76$ TeV," `arXiv:1201.5069 [nucl-ex]`.