



**HAL**  
open science

**Première mesure de l'asymétrie azimutale de la  
production du Jpsi vers l'avant dans les collisions  
Au+Au à 200GeV par paire de nucléons avec  
l'expérience PHENIX**

Catherine Silvestre Tello

► **To cite this version:**

Catherine Silvestre Tello. Première mesure de l'asymétrie azimutale de la production du Jpsi vers l'avant dans les collisions Au+Au à 200GeV par paire de nucléons avec l'expérience PHENIX. Physics [physics]. Ecole Polytechnique X, 2008. English. NNT: . pastel-00004636

**HAL Id: pastel-00004636**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00004636>**

Submitted on 2 Feb 2009

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

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

---

# Première mesure de l'asymétrie azimutale de la production du $J/\psi$ vers l'avant dans les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons avec l'expérience PHENIX

---

PAR

CATHERINE SILVESTRE TELLO

THÈSE PRÉSENTÉE POUR OBTENIR LE GRADE DE  
DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE, SPÉCIALITÉ PHYSIQUE



- Thèse soutenue le 24 octobre 2008 -

## Membres du jury :

David D'ENTERRIA	
François GELIS	<b>Co-Rapporteur</b>
Michel GONIN	<b>Co-Directeur de thèse</b>
Gines MARTINEZ	<b>Rapporteur</b>
Hugo PEREIRA DA COSTA	<b>Co-Directeur de thèse</b>
Marie-Helene SCHUNE	
Ermano VERCELLIN	<b>Co-Rapporteur</b>



*Il n'y a qu'une chose qui puisse rendre un rêve impossible,  
c'est la peur d'échouer.*

Paulo Coelho, L'alchimiste.



# Remerciements

---

Des bruits de couloirs prétendaient que rédiger une thèse était aussi pénible qu'un accouchement. Certes, les corrections toujours plus démotivantes les unes que les autres ont bien failli m'obliger à demander une césarienne. Certains diront que le manuscrit n'en n'est que meilleur après tant de labeur. D'autres regretteront qu'il soit trop long... Dans tous les cas les mois d'analyses m'ont été particulièrement plus agréables que les dernières semaines de réécriture et paufinage.

En parcourant les thèses, on peut s'apercevoir que la page des remerciements, qui se doit d'apparaître quelque part dans le manuscrit, suit finalement une forme et un fond assez classique. Après avoir citer les personnes qui ont permis le financement et l'accueil du doctorant, celui-ci remercie ces encadrants proches, ceux que l'ont inspirés pendant ces 3 années, et tous les autres qui l'ont supporté, fait sourire, ou distrait.

J'ai eu envie, comme beaucoup d'autre, de ne pas sombrer dans ce cadre trop rigide. Un poème? Des tirades comiques? Ou des clins d'oeil discrets à chacun et chacune? J'aurai voulu plutôt mettre de la distance et jeter sur le papier tous les noms qui ont touchés de près ou de loin à cette thèse, tous les qualificatifs qui pourraient d'accoler à ces noms, et les mélanger, pelé mêle, en fouillis : un jeu. À vous de choisir.. Et surtout, merci.

De peur d'en vexer certains qui espèrent voir de la reconnaissance au travers de cette page, je me suis sentie obligée de refaire les phrases, d'accoler les noms aux qualificatifs et de donner un sens, un ordre, mais seulement un peu, aux idées mélangées. Voici donc les remerciements, classiques, nominatifs (ou presque).

Je souhaite d'abord remercier les institutions qui m'ont accueilli et qui m'ont permis matériellement de faire cette thèse : le laboratoire SPhN du CEA à Saclay sans qui je n'aurais pas pu pianoter ces lettres, ni parcourir le monde comme j'en ai eu le droit ; le laboratoire Leprince Ringuet qui m'a permis de ne pas manger que des pâtes en m'obtenant une bourse, merci surtout à Henry et Michel pour celle-ci. J'ai pu apprécier les blagues d'un bureau jaune dont je me souviendrai longtemps !

J'ai découvert l'univers des chercheurs au sein du groupe de Saclay. Merci pour votre accueil et votre intégration. En particulier la tentacule PHENIX avec Jean et Hugo qui m'ont toujours poussé à participer aux réunions régulières de l'expérience ce qui a facilité mon intégration. Merci aussi pour toutes ces heures passées à m'expliquer comment procéder, à discuter des problèmes d'analyse ou de physique. De même pour la compagnie des déjeuners sur le centre : merci Hervé pour son écoute, Alberto pour ton sarcasme qui m'amuse toujours, Javier pour ta bonne humeur, Jean-Luc pour le transport. L'ambiance de chaque groupe avait ses singularités. Je remercie le groupe PHENIX du LLR pour m'avoir fait entrevoir les épisodes de l'actualité française et ses ragots au cours des déjeuners sans fin. Merci Olivier pour ta sympathie, Frédéric pour avoir toujours la réponse à mes questions administratives, Michel pour avoir accepté les quelques rendez-vous bilan et m'avoir stressé pour l'écriture. Tes incartades de directeurs de thèse m'ont également permis de finir dans les temps. Merci Raph pour avoir toujours répondu à mes interpellations par voie électronique qui m'ont, à maintes reprises, permis d'avancer rapidement. Et puis pour toutes nos discussions sur la vie, la physique, le paysage, les singes... Merci aussi aux espèces volantes :

à Elena pour les conseils, et une visite de Santiago sympathique, à Jean-Philippe pour avoir relu plusieurs pages, à François pour ma première apparition sur Youtube et David pour les zoroastriens. Merci aussi à Christophe pour avoir été à Shangai.

Merci surtout à tout ceux qui m'ont lancé une phrase d'encouragement ou d'amitié tout au long de ces 3 ans. D'abord à mon jury de thèse. Merci David, Ermano, François, Gines, Hugo, Marie-Hélène, Michel de m'avoir lu et relu, corrigé et critiqué. J'ai appris beaucoup avec nos échanges. Ensuite à tous les autres étudiants qui ont croisé mon chemin. Ermias, ta patience dans tes explications toujours claires m'ont permis de comprendre bien des choses. Merci d'avoir toujours accepté mes petits challenges de motivations, mes discussions et mes bières. Merci Andry pour tes conseils et corrections à chacune de mes publications. Merci Zaida pour toutes ces conversations interminables qui m'ont permis de relativiser la fin de thèse, et puis aussi pour les astuces tex and others. Merci aux autres du labo : Maxime pour m'avoir permis de dormir sur un matelas plusieurs fois, et Guilia pour les dîners au Magnan ces derniers mois. Et puis Gwenael, toi qui m'a tant changé les idées de la tête en me laissant entrevoir ces aventures de ta vie.

Et puis merci à tous les collègues de PHENIX. Especially Jamie for your advices and ideas which always helped me go forward with my work. Matt for letting me learn from all the computational skills you have. Alex for always having answered so fast my mails. Thanks Vince for you letter of support, for having read the analysis note with so much detail. Thanks Melynda for clarifying so many things on the Muon Tracker and the tracking. Thanks Alan for having helped me wake up Cesar at 3AM in India. Merci Denis pour ces pommes de terres braisées et la compagnie dans les cottages de Long Island. Et merci Guy pour tes sourires et ta sympathie. J'étais bien contente de tombé sur toi à Bombai!

Enfin merci aux amis sans qui la vie serait bien triste. Au delà des personnes que j'ai déjà cité ci dessus que je considère d'ailleurs peut être plus comme des amies que des collègues pour certaines, je remercie tous ceux qui m'ont écouté me plaindre, m'étaler sur des problèmes qui n'en n'étaient sûrement pas, et m'interroger sur la vie. Merci Astrid pour ces échanges détaillés, pour les déjeuners, les blagues, les mails toujours bien tournés. Merci Vi-nham pour tout ça également, pour le soutien et les suggestions. Sotiria pour le vin et les bon (ou mauvais) conseils. Jérôme pour m'avoir toujours aider relativiser mes problèmes. Merci Mélanie pour toujours répondre au téléphone et Coralie pour ne pas m'oublier. Et puis les parisiens pour les soirées, los de la casa del horror pour les fêtes et les téquilas. Merci aussi à Alyssa pour les petites soirées décontract' quand j'en avait le plus besoin.

Ceux doivent sûrement recevoir mes plus chaleureux remerciements sont certainement ma famille. Merci d'abord pour les relectures et la pêche à l'orthographe papa, maman, Denis. Merci surtout papa et mama de m'avoir toujours soutenus dans ce que j'entreprenais. Merci à mes soeurs Elsa et Nelly, et à mon frère Marc d'être là pour moi. Merci pour vos inspirations et pour me laisser vous admirer. Merci à mes grands parents Bobi et Bobnou d'être fier de moi, d'être encore là. Et plus que tout merci à mon cher et tendre. Sans toi rien n'aurait été possible. J'espère que ce manuscrit estompera les douleurs.

Je te le dédie.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>I Sonder le plasma de quarks et gluons</b>	<b>1</b>
I.1 Le plasma de quarks et gluons . . . . .	3
I.1.1 Définitions cinématiques . . . . .	3
I.1.2 Vers un état extrême de la matière nucléaire . . . . .	5
I.1.3 Collisions d'ions lourds ultra-relativistes . . . . .	8
I.2 Une sonde : le $J/\psi$ . . . . .	16
I.2.1 Quarkonia dans les collisions hadroniques . . . . .	17
I.2.2 Production du $J/\psi$ . . . . .	18
I.2.3 Effets froids . . . . .	26
I.2.4 Effets chauds . . . . .	33
I.3 Une observable : l'asymétrie azimutale . . . . .	45
I.3.1 Le flot elliptique . . . . .	46
I.3.2 Notions d'hydrodynamique . . . . .	47
I.3.3 Prédications et résultats expérimentaux . . . . .	49
I.3.4 Flot elliptique du $J/\psi$ . . . . .	57
<b>II Dispositif expérimental</b>	<b>63</b>
II.1 Le collisionneur RHIC . . . . .	63
II.2 L'expérience PHENIX . . . . .	65
II.2.1 Prises de données . . . . .	65
II.2.2 Vue d'ensemble des détecteurs . . . . .	66
II.3 Les aimants . . . . .	67
II.3.1 L'aimant central . . . . .	68
II.3.2 L'aimant des bras muons . . . . .	68
II.4 Les détecteurs globaux . . . . .	69
II.4.1 Les calorimètres à zéro degré (ZDC) . . . . .	69



## TABLE DES MATIÈRES

---

II.4.2	Les compteurs d'interactions (BBC)	70
II.4.3	Le détecteur du plan de réaction (RxnP)	72
II.4.4	Les Calorimètres à pistons (MPC)	73
II.5	Les détecteurs des bras centraux	74
II.5.1	Les chambres à dérive (DC)	75
II.5.2	Les chambres proportionnelles à multi-fils (PC)	75
II.5.3	Les chambres à expansion temporelle (TEC)	77
II.5.4	Le Ring-Imaging Čerenkov (RICH)	77
II.5.5	Le compteur Aerogel Čerenkov	77
II.5.6	Le détecteur de temps de vol (ToF E et W)	77
II.5.7	Le calorimètre électromagnétique (EMCal)	78
II.5.8	Le détecteur insensible aux hadrons (HBD)	78
II.6	Les bras muons	79
II.6.1	L'absorbeur frontal	80
II.6.2	L'identificateur de muons (MuID)	80
II.6.3	Le trajectomètre à muons (MuTr)	82
II.6.4	L'électronique de lecture	84
<b>III</b>	<b>Préparation de la prise de données 2007</b>	<b>89</b>
III.1	Reconstruction des $J/\psi$	89
III.1.1	Définitions	89
III.1.2	Reconstruction d'une trajectoire	90
III.1.3	Simulations	95
III.2	Alignement des bras muons	98
III.2.1	Algorithme	98
III.2.2	Étapes préliminaires	102
III.2.3	Validation par simulations	104
III.2.4	Application aux données réelles	106
III.3	Efficacité de reconstruction	118
III.3.1	Désactivation d'anodes	120
III.3.2	Paramètres de Landau	126
III.3.3	Paramètres de Mathieson	131
III.3.4	Modification de l'ajustement des clusters	141
<b>IV</b>	<b>Prise de données 2007</b>	<b>147</b>
IV.1	Chaîne électronique globale de prise de données	148

IV.2	Luminosité du faisceau . . . . .	149
IV.3	Système de déclenchement et de filtrage . . . . .	151
IV.3.1	Définitions . . . . .	151
IV.3.2	Efficacité des systèmes de déclenchement . . . . .	151
IV.4	Reconstruction . . . . .	152
IV.5	Sélection de données de qualité . . . . .	153
IV.5.1	Sélection globale . . . . .	153
IV.5.2	Fonctionnement des bras muons . . . . .	154
IV.5.3	Nombre d'évènements équivalents de biais minimum . . . . .	157
IV.5.4	Sélection des évènements spécifiques à l'analyse . . . . .	159
<b>V</b>	<b>Anisotropie azimutale du <math>J/\psi</math></b>	<b>169</b>
V.1	Extraction du signal . . . . .	170
V.1.1	Soustraction du bruit de fond . . . . .	171
V.1.2	Ajustement du signal . . . . .	180
V.1.3	Nombre de $J/\psi$ . . . . .	181
V.1.4	Correction d'acceptance $\times$ efficacité . . . . .	182
V.1.5	Taux de production . . . . .	187
V.2	Le détecteur RxnP . . . . .	188
V.2.1	Résolution du plan de réaction . . . . .	189
V.2.2	Quels RxnP utiliser pour mesurer le plan de réaction? . . . . .	193
V.3	Mesure du flot elliptique du $J/\psi$ . . . . .	194
V.3.1	Principe . . . . .	194
V.3.2	Les intervalles en $(\phi - \psi)$ . . . . .	194
V.3.3	Méthodes . . . . .	195
V.3.4	Validation de la méthode avec des simulations . . . . .	197
V.3.5	Calcul des erreurs sur la mesure de $v_2$ . . . . .	199
V.4	Résultats . . . . .	200
V.4.1	$v_2$ en fonction de $p_T$ avec la méthode de deux intervalles en $\phi - \psi$ . . . . .	200
V.4.2	Comparaison avec l'utilisation des autres configurations de RxnP . . . . .	201
V.4.3	Vérifications . . . . .	207
V.5	Conclusions . . . . .	211
<b>VI</b>	<b>Discussion des résultats et conclusion</b>	<b>213</b>
VI.1	Comparaison avec le flot elliptique à rapidité nulle . . . . .	213
VI.1.1	Mesure à rapidité nulle . . . . .	213

## TABLE DES MATIÈRES

---

VI.1.2 Résultats . . . . .	214
VI.1.3 Combiner les mesures ? . . . . .	216
VI.2 Comparaison avec la théorie . . . . .	218
VI.3 Perspectives . . . . .	219
VI.3.1 Utilisation des données de biais minimum pour la mesure du $v_2$ à rapidité positive . . . . .	219
VI.3.2 Futures prises de données . . . . .	221
VI.4 Comparaison avec les résultats de SPS . . . . .	222
VI.5 Conclusions . . . . .	224
VI.5.1 Statut des quarkonia . . . . .	224
VI.5.2 A-t-on formé un plasma de quark et gluons ? . . . . .	225
VI.5.3 Quel avenir pour les quarkonia dans l'étude du QGP . . . . .	225
<b>Annexes</b>	<b>227</b>
<b>A Distribution de Mathieson</b>	<b>229</b>
<b>B Résolutions des cathodes</b>	<b>231</b>
<b>C Coupures d'analyse</b>	<b>233</b>
<b>D Taux de production</b>	<b>243</b>
<b>E Résolution du RxnP</b>	<b>249</b>
<b>F Calcul de l'erreur sur le <math>v_2</math></b>	<b>251</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>253</b>

# Sonder le plasma de quarks et gluons

« Rien ne vaut la recherche lorsqu'on veut trouver quelque chose. »

J. R. R. Tolkien, *Bilbo le Hobbit*

Les particules élémentaires du modèle standard sont composées de fermions de spin  $\frac{1}{2}$ , et de bosons de spin entier. Les fermions regroupent les quarks et les leptons, qui se divisent chacun en trois familles :

- pour les quarks :  $(u, d)$ ,  $(c, s)$  et  $(t, b)$ , des plus légers aux plus lourds, auxquelles sont associées leurs familles d'anti-quarks respectives ;
- pour les leptons :  $(\nu_e, e)$ ,  $(\nu_\mu, \mu)$  et  $(\nu_\tau, \tau)$ , et leurs familles d'anti-leptons associées.

Ces particules sont régies par quatre interactions fondamentales gouvernées par l'échange de bosons :

1. le graviton<sup>(1)</sup>, médiateur de la force gravitationnelle ;
2. le photon ( $\gamma$ ), médiateur de la force électromagnétique ;
3. le  $W^\pm$  et le  $Z^0$ , médiateurs de la force faible<sup>(2)</sup> ;
4. les gluons  $g$ , médiateurs de l'interaction forte.

Par cette dernière interaction, les quarks interagissent les uns avec les autres pour se lier entre eux. Une paire de quarks constituant  $q\bar{q}$  forme un méson, et l'association de trois quarks,  $qqq$ , forme un baryon. De manière plus générale les associations de quarks constituent les hadrons. Ce modèle a permis à Gell-Mann d'expliquer l'observation de propriétés similaires entre les familles de hadrons (par exemple  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  et  $\pi^-$  d'une part, et proton, neutron d'autre part). Dans cette conception de la matière nucléaire, les quarks constituant le proton et le neutron portent chacun environ un tiers de la masse du nucléon. Ces quarks constituant ont été identifiés par la suite à des quarks et des gluons dans la théorie de la Chromodynamique Quantique (QCD). Les quarks de QCD diffèrent des quarks constituant dans la mesure où ils sont ponctuels, de masse négligeable devant celle du nucléon et en nombre indéfini. La QCD n'a été introduite que bien après le modèle de Gell-Mann. C'est une théorie de jauge (renormalisable) qui décrit l'interaction forte entre les quarks et les gluons<sup>(3)</sup> de façon non perturbative [1, 2] (et en générale non calculable). Elle introduit un nouveau nombre quantique, la couleur, portée à la fois par les quarks et les gluons<sup>(4)</sup> ce qui explique (qualitativement) le confinement des quarks dans les hadrons.

La dynamique des quarks et des gluons est contrôlée par le Lagrangien de QCD [3] :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_i [i\gamma^\mu (D_\mu)_{ij} - m\delta_{ij}] \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (\text{I.1})$$

<sup>(1)</sup> Le graviton n'a jamais été observé expérimentalement. Son existence est simplement postulé par la théorie

<sup>(2)</sup> En réalité,  $\gamma$  et  $Z^0$  interviennent tous les deux dans le Lagrangien électrofaible.

<sup>(3)</sup> La force forte entre les quarks et les gluons explique notamment que les quarks avaient dans un premier temps été groupés avec les gluons dans le terme de quarks constituant.

<sup>(4)</sup> La couleur correspond à trois degrés de liberté pour les quarks, et huit pour les gluons

avec  $\psi_i(x)$  le champ des quarks dans la représentation SU(3) du groupe de jauge,  $G_\mu^a(x)$  le tenseur des gluons dans le même groupe de jauge, et  $\gamma^\mu$  les matrices de Dirac.  $D_{\mu\nu}$  fait intervenir  $G_{\mu\nu}$ , et rend compte du couplage quark-gluon.

Le dernier terme de l'équation Eq. (I.1) traduit l'interaction entre les gluons. Il est absent, par exemple, du Lagrangien électrofaible (dans la mesure où les photons portent une charge nulle). Il constitue ce qui est appelé une boucle de Wilson [4], et rend la résolution de l'Eq. (I.1) non linéaire et donc intraitable dans la plupart des cas : il n'est pas possible d'extraire des solutions de l'équation de Schrödinger des hamiltoniens généraux de la QCD. Cette boucle serait notamment à l'origine du confinement des quarks et des gluons dans le hadron.

Les termes de couplage gluon-gluon et quark-gluon font intervenir la constante de couplage  $\alpha_s$ . Celle-ci peut être exprimée en fonction de la norme du quadri-vecteur d'impulsion  $Q^2$  échangée, du nombre de saveurs de quarks<sup>(5)</sup>  $n_f$  et de l'échelle d'énergie caractéristique de QCD  $\Lambda_{QCD}$  (avec  $\Lambda_{QCD} \sim 0,2 \text{ GeV}$ ) par l'Eq. :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (\text{I.2})$$

$Q^2$  représente l'énergie caractéristique de l'interaction entre les quarks. Pour des interactions à grand transfert d'énergie,  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$ , c'est-à-dire à petites distances, la constante de couplage devient petite devant l'unité ce qui permet un traitement perturbatif de QCD par développement en puissance de  $\alpha_s$ . Pour les interactions à petit transfert d'énergie à grandes distances,  $Q^2$  est de l'ordre de  $\Lambda_{QCD}$ , la constante de couplage  $\alpha_s$  est de l'ordre de l'unité, et donc les quarks et les gluons interagissent de façon non-perturbative : un traitement mathématique exacte devient impossible. De nombreux modèles approchés phénoménologiques reposant ou non sur le Lagrangien de QCD sont alors utilisés.

Depuis quelques années, des calculs non-perturbatifs de la QCD ont vu le jour grâce à la mise en oeuvre de réseaux de simulations numériques, dénommés calculs de QCD sur réseau ou *lattice QCD* [5, 6]. Cette formulation de la QCD sur un réseau discret plutôt qu'un espace continu permet de résoudre numériquement (à défaut de pouvoir calculer les solutions analytiques) l'équation de Schrödinger basée sur l'hamiltonien de la QCD, et s'applique dans un domaine de faible densité et grande température. Les vertex du réseau où se trouvent les quarks sont connectés par des lignes sur lesquelles évoluent les gluons. Plus le maillage du réseau sera fin, plus les résultats obtenus seront précis. Dans le régime non-perturbatif de la QCD, l'équation d'état de la matière hadronique est dominée par les interactions/corrélations à longue distance. La QCD sur réseau permet de chercher l'équation d'état du système via la détermination de diverses quantités thermodynamiques.

Dans des collisions d'ions lourds relativistes, il serait possible d'atteindre des conditions de températures et de pressions extrêmes telles que  $\alpha_s$  puisse être considérée comme petit. Plusieurs expériences ont été conçues dans le but d'observer deux phénomènes prédits par la QCD :

- le déconfinement de la matière nucléaire,
- la restauration de la symétrie chirale.

Après avoir défini les caractéristiques cinématiques utilisées tout au long du manuscrit au paragraphe 1.1.1, ce chapitre décrit les caractéristiques de la QCD dans un régime extrême de

<sup>(5)</sup> Les saveurs des quarks sont les différents types de quarks, par exemple,  $u$ ,  $d$ ,  $s$ .

température et densité au paragraphe 1.1.2.2. Nous verrons plus en détail en quoi consiste cet état de la matière appelé plasma de quarks et gluons (QGP) au paragraphe 1.1.2.1 et comment il peut être sondé dans des collisions d'ions lourds au paragraphe 1.1.3. Une deuxième partie se focalise sur le  $J/\psi$ , une des premières sondes prédites susceptible de confirmer la formation d'un QGP. Les différents mécanismes de production du  $J/\psi$  sont décrits dans le paragraphe 1.2.2, et les effets attendus sur cette production dans un milieu nucléaire normal et dans un milieu de QGP sont décrits au paragraphe 1.2.3 et 1.2.4 respectivement. Ils résument les principaux résultats existants concernant la compréhension du milieu formé via l'étude de la production du  $J/\psi$ . Une dernière partie présente une observable, l'asymétrie azimutale de la production du  $J/\psi$ , qui pourra permettre de discriminer les mécanismes décrivant la formation du milieu produit. Cette observable est justifiée et expliquée au paragraphe 1.3.4, où un tour d'horizon des prédictions correspondantes est également réalisé.

## I.1 Le plasma de quarks et gluons

### I.1.1 Définitions cinématiques

#### Coordonnées globales

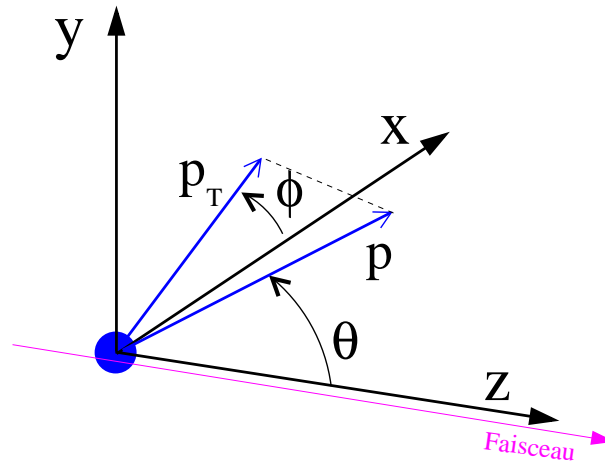


Fig. I.1 – Système de coordonnées globales.

La Fig. 1.1 représente le système de coordonnées globales qui sera utilisé tout au long du manuscrit. L'origine est assimilée au vertex de la collision. Dans les coordonnées cartésiennes, l'axe  $z$  est défini le long du faisceau, l'axe  $y$  est vertical, et l'axe  $x$  est perpendiculaire aux deux premiers de façon à former un repère cartésien direct. L'angle  $\theta$  est l'angle entre  $\vec{p}$  et l'axe  $(Oz)$ , défini par  $\tan(\theta) = p_T/p_z$ , et l'angle  $\phi$ , l'angle mesuré par rapport à l'axe  $(Ox)$  tel que  $\tan \phi = p_y/p_x$ , dans le plan  $(xOy)$ .

#### Pseudo-rapacité et rapidité

La pseudo-rapacité,  $\eta$ , est une coordonnée spatiale qui décrit l'angle  $\theta$  d'une particule relativement à l'axe du faisceau. Elle est définie par :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (\text{I.3})$$

Dans la limite des particules ultra-relativistes, ou dans l'approximation  $m \ll p$ , la pseudo-rapacité est numériquement proche de la rapidité,  $y$ , définie en relativité dans le référentiel du centre de masse de la collision par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta_T}{1 - \beta_T} \right) = \tanh^{-1}(\beta_T) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (\text{I.4})$$

Ici  $\beta_T = v_T/c$  est la vitesse longitudinale (le long du faisceau),  $p_z$  est la composante longitudinale de l'impulsion, et  $E$  est l'énergie.

La rapidité est une variable additive alors que la pseudo-rapacité ne l'est pas, car elle ne dépend que de l'angle polaire de la trajectoire, et non de l'énergie de la particule. La rapidité se transforme donc selon la accélération de Lorentz dans la direction  $z$  de vitesse  $\beta$  comme suit :

$$y \rightarrow y + \tanh^{-1} \beta \quad (\text{I.5})$$

La différence en rapidité de deux particules est indépendante de l'accélération de Lorentz le long de l'axe du faisceau. Pour cette raison, la rapidité est une variable de choix pour caractériser la physique d'un processus et sera préférée à la pseudo-rapacité.

L'acceptance physique d'un détecteur par rapport à une particule mère comme le  $J/\psi$  est généralement décrite par la rapidité car elle précise le domaine de validité de la mesure. En revanche, la géométrie des acceptances des détecteurs est généralement décrite par la pseudo-rapacité, notamment parce que l'acceptance géométrique est facilement décrite avec  $\theta$ .

Le domaine en rapidité vers l'avant (rapidité positive) d'une expérience correspond à la région du détecteur proche du faisceau, c'est à dire à grand  $|\eta|$ . Au contraire, le domaine de rapidité proche de zéro correspond à la partie centrale du détecteur, située de part et d'autre (le long de  $z$ ) du point d'interaction.

### Impulsion transverse

Une autre variable d'intérêt est l'impulsion transverse,  $p_T$ , des particules qui caractérise l'évolution du système dans la direction perpendiculaire au faisceau. Les impulsions initiales des projectiles sont principalement colinéaires à  $(Oz)$  et génèrent donc peut d'impulsion transverse. En revanche, les diffusions dans le milieu peuvent augmenter de façon importante l'impulsion transverse des particules, ce qui rend cette variable particulièrement intéressante. L'impulsion et la masse transverse sont définies selon les Eq. (I.6) et :

$$p_T^2 = p_x^2 + p_y^2 \quad (\text{I.6})$$

$$m_T^2 = m^2 + p_T^2 = E^2 - p_z^2 \quad (\text{I.7})$$

avec  $E, p_x, p_y, p_z$  et  $m$  respectivement l'énergie totale, les coordonnées  $x, y$ , et  $z$  de l'impulsion et la masse de la particule (voir Fig. I.1) .

### Énergie transverse

L'énergie totale  $E$  de la particule et l'impulsion le long de  $z$  peuvent s'écrire en terme de rapidité  $y$  et masse transverse  $m_T$  telle que :

$$E = m_T \cdot \cosh(y) \quad (\text{I.8})$$

$$p_z = m_T \cdot \sinh(y) \quad (\text{I.9})$$

L'énergie transverse  $E_T$  est l'énergie pondérée par la transversalité. Elle se confond avec l'impulsion transverse lorsque l'impulsion est grande devant la masse de la particule<sup>(6)</sup> :

$$E_T = E \sin \theta \quad (\text{I.10})$$

### Relation aux coordonnées spatio-temporelles

Le temps propre  $\tau$  du système est définie par :

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \quad (\text{I.11})$$

avec  $z$  la coordonnée spatiale et  $t$  la coordonnée temporelle. La position spatio-temporelle  $(t, z)$  de la particule peut être reliée à la rapidité par :

$$t = \tau \cdot \cosh(y) \quad (\text{I.12})$$

$$z = \tau \cdot \sinh(y) \quad (\text{I.13})$$

## I.1.2 Vers un état extrême de la matière nucléaire

### I.1.2.1 Diagramme de phases

La Fig. 1.2 est une version schématique du diagramme de phases pour de la matière nucléaire idéale avec deux quarks sans masse et un quark infiniment lourd en fonction de la température  $T$  et du densité baryonique  $\mu$ . Les deux quarks légers sont assimilées à  $u$  et  $d$  ( $m_u = 1,5 - 3 \text{ MeV}/c^2$  et  $m_d = 3.6 - 6 \text{ MeV}/c^2$  [7]), et le quark lourd est assimilé à  $s$  ( $m_s = 104_{-34}^{+26} \text{ MeV}/c^2$  [7]). Les trois autres quarks ne sont pas considérés parce que leur masse est encore plus grande ( $m_c = 1,27_{0,11}^{+0,7} \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_b = 4,21_{0,7}^{+0,17} \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_t = 171,2 \pm 2,1 \text{ GeV}/c^2$  [7]). Une densité baryonique de  $\mu_B \sim 1 \text{ GeV}$  et une température proche de  $T \sim 0$  correspondent à la matière nucléaire ordinaire, c'est à dire la matière telle qu'elle peut être observée au quotidien. À une densité baryonique quatre fois supérieur (ou plus) à celui de la matière ordinaire, la matière devient supra-conductrice en couleur [8] (phase 2SC) comme cela peut être le cas au coeur de certaines étoiles<sup>(7)</sup> [9]. Si maintenant la température est augmentée, la matière nucléaire reste dans une phase hadronique jusqu'à une température d'environ 150 MeV, puis entre dans une phase de plasma de quarks et gluons. Cet état était également présent dans l'état primordial de l'univers, c'est-à-dire peu de temps après le Big Bang ( $t \sim 1 \mu s$ ) pour lequel la densité baryonique  $\mu_B$  est presque nulle et la température  $T$  est très grande. Il est aujourd'hui accessible via des collisionneur ultra-relativistes.

Le diagramme positionne également les températures et les potentiels baryoniques pouvant être atteints par les différents collisionneurs qui ont tenté ou tenteront d'étudier le QGP. L'état de matière formée devrait avoir un potentiel chimique faible et une grande température à RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) et peut-être déjà au SPS (*Super Proton Synchrotron*). Ainsi il serait possible d'observer le QGP dans des conditions extrêmes de température et de densité baryonique.

La transition de phase qui apparaît sur le diagramme est prédite par des calculs de QCD sur réseau. Il s'agit d'une transition de phase d'un état nucléaire confiné de la matière à un plasma de quarks et gluons libres à grande température  $T \sim 170 \text{ MeV}$  (soit  $\sim 10^{12} \text{ K}$ ) et grande densité d'énergie  $\epsilon \sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Si la matière nucléaire est chauffée et suffisamment

<sup>(6)</sup> Il existe aussi l'énergie intrinsèque  $k_T$  des particules.

<sup>(7)</sup> La nature de ce type de phase est encore très débattue.



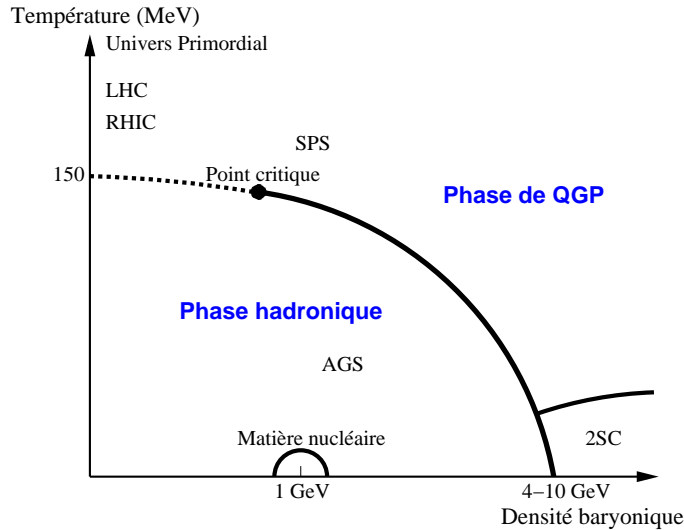


Fig. I.2 – Diagramme de phases de QCD [10]

comprimée pour que le milieu produit soit intégralement dans un régime où  $\alpha_s$  est petite, les nucléons perdent leur identité et les quarks et les gluons évoluent librement dans le QGP.

### I.1.2.2 Caractéristiques de la QCD

L'énergie cinétique et potentielle des quarks et des gluons génère la masse du nucléon (ainsi que celle des quarks constituant dont il est formé), et le potentiel de liaison son rayon. L'interaction entre les quarks est basée sur leur charge de couleur intrinsèque, de la même manière que l'interaction entre les électrons et les noyaux ou entre les protons constituant les noyaux l'est sur leur charge électrique. La forme de l'interaction est cependant différente de celle décrite par l'Electrodynamique Quantique (QED). En effet, dans la QED, le potentiel Coulombien disparaît lorsque la distance de séparation est grande, de sorte que les charges électriques peuvent être séparées et ont des existences indépendantes. La QCD décrit au contraire une interaction où le potentiel entre les quarks augmente avec la distance (à cause du terme d'interaction entre gluons dans le lagrangien de QCD), de sorte qu'une énergie infinie serait nécessaire pour isoler un quark. Pour cette raison, quarks et gluons sont confinés dans les hadrons, et seuls ces derniers peuvent être observés expérimentalement.

L'interaction forte dans un modèle simple de thermodynamique des fluides [8] montre que le confinement des quarks a ses limites inhérentes. Dans des densités extrêmes, lorsque plusieurs hadrons sont comprimés au point d'occuper un volume spatial plus petit que le volume caractéristique d'un hadron seul (typiquement 1 fm), il devient impossible d'identifier le hadron auquel une paire quark anti-quark appartient. Le milieu doit alors être décrit comme un environnement multi-quarks dans lequel n'importe quel quark peut se déplacer aussi loin que souhaité vu qu'il se trouve toujours suffisamment proche d'autres quarks pour satisfaire la condition de confinement. Ainsi, si la température du milieu augmente, la matière interagissant fortement subit une transition d'une phase hadronique où les constituants sont des états liés neutres en couleur, à un plasma de quarks et gluons déconfinés chargés en couleur. Un tel plasma doit cependant rester globalement neutre de couleur.

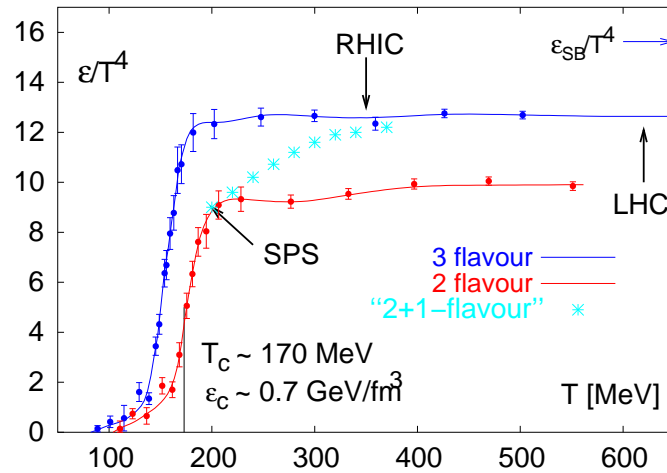
## Liberté asymptotique

La liberté asymptotique des paires quark anti-quark correspond à un état où les quarks sont libres et non plus confiné à l'intérieur du noyaux : l'interaction forte ne contraint plus les quarks au sein des noyaux. Elle apparaît à grand transfert d'énergie,  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$  (petites distances), c'est à dire quand  $\alpha_s$  est petit. Dans ces conditions, l'interaction entre les quarks et les gluons peut-être décrite de façon perturbative. À haute énergie, les calculs de renormalisation et les mesures de H1, ZEUS, CDF, D0 s'accordent et montrent que  $\alpha_s$  est faible. C'est la liberté asymptotique [11, 12].

## Déconfinement

Des calculs de QCD sur réseau prédisent la formation du QGP comme le montre le résultat obtenu par un des calculs le plus populaire (Fig. I.3) [13, 14]. Cette figure présente la densité d'énergie en fonction de la température selon les saveurs de quarks prises en compte (2 ou 3 saveurs légères, ou 2 saveurs légères et 1 saveur lourde). Lorsque la température atteint la température critique, une brusque variation de densité d'énergie s'opère. La matière nucléaire subit alors une transition de phase<sup>(8)</sup> d'un état hadronique confinée à un état partonique déconfiné. Cet état déconfiné de la matière a été dénommé le plasma de quarks et gluons (QGP). Dans le QGP les degrés de liberté sont des partons de couleur (quark et gluons) ou des objets plus complexes, éventuellement colorés, composés de quarks et de gluons libres, déconfinés. La distance entre deux quarks est plus petite dans un QGP que la taille des hadrons.

Dans l'exemple choisi, la transition de phase a lieu pour une densité d'énergie cinétique  $\epsilon_c = 0,7 \pm 0,3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  et la température de déconfinement pour un potentiel  $\mu = 0$  a été quantifiée à  $T_c = 175 \pm 10 \text{ MeV}$ , soit à une température d'environ  $10^{12} \text{ K}$ , de cinq ordres supérieure à celle du soleil. La flèche annotée  $\epsilon_{SB}/T^4$  indique la limite de Stefan-Boltzmann (QGP idéal, sans interaction entre les constituants) et correspond au nombre de degrés de liberté du système. Les densités d'énergie que devraient atteindre les différents accélérateurs/collisionneurs (SPS, RHIC et LHC, *Large Hadron Collider*) dans les premiers instants qui suivent la collision sont également indiquées.



**Fig. I.3** – Prédiction d'une transition de phase entre la matière confinée et déconfinée par des calculs de QCD sur réseau [14].

<sup>(8)</sup> Cette transition rapide n'a pas de singularité dans la variation des grandeurs thermodynamiques.

### Restauration de la symétrie chirale

Au dessus de  $T_c$ , des quarks et des gluons déconfinés baignent dans le milieu. Ceci ne signifie pas qu'ils n'interagissent pas, mais juste que la neutralité locale de couleur, qui se traduit dans la matière nucléaire normale par la formation de hadrons, n'est plus obligatoire. À basse température, les quarks sans masse acquièrent une masse effective en s'habillant de gluons, et la symétrie chirale<sup>(9)</sup> est brisée de façon spontanée. À haute température, le mouvement thermique déshabille les quarks lorsque le milieu atteint des températures supérieures à  $T_\chi$  et des densités suffisantes [16]. Les calculs de QCD sur réseau indiquent des changements importants dans le comportement du système dans un petit intervalle en température, ce qui suggère que le changement de phase inclue la restauration de la symétrie chirale venant de la disparition ou de la forte diminution de la masse des quarks constituant.

### Écrantage de couleur

Dans un QGP, la charge de couleur d'un quark donné est écrantée à cause de la présence de quarks légers, d'anti-quarks, et de gluons, dans son voisinage immédiat. Pour cette raison, le potentiel de liaison entre deux quarks situés à une distance donnée diminue lorsque la densité de couleur du milieu environnant augmente. On parle d'écrantage de couleur (analogue à l'écrantage de Debye d'une charge électrique en QED). Le paragraphe 1.2 détaille comment cet écrantage du potentiel de couleur dans un QGP pourrait engendrer par exemple une suppression des quarkonia lourds [17] (tels que le  $J/\psi$ ).

### 1.1.3 Collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Le plasma de quarks et de gluons est caractérisé par une densité d'énergie et une température que très peu d'autres systèmes possèdent. Lors de sa création 1 ns après le Big Bang, l'univers primordial a été constitué de plasma de quarks et gluons. Cet état s'étale jusqu'à l'hadronisation c'est à dire environ  $\sim 1 \mu s$  après  $t = 0$  s. Le QGP pourrait être observé également dans le noyau d'étoiles à neutrons à température non nulle<sup>(10)</sup> en raison de la très grande densité de celui-ci. Enfin, il devrait être possible de reproduire de telles conditions en laboratoire en accélérant des noyaux lourds ultra-relativistes.

#### 1.1.3.1 Collisionneurs

Le but de la physique des ions lourds relativistes est d'étudier expérimentalement la nature de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de températures. Des collisionneurs d'ions ont été construits pour essayer de comprendre le comportement des hadrons et de leurs constituants dans ces conditions extrêmes [18, 19]. Un accent particulier a été mis sur la découverte du QGP, ou en tout cas sur l'étude de ce système où les degrés de liberté ne sont plus les états hadroniques neutres en couleur habituels (état stables ou résonances).

Les études relatives au QGP ont commencé au Bevalac au Laboratoire Lawrence Berkeley entre le milieu des années 1970 et la fin des années 1980. Vers le milieu des années 1980, l'AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) à BNL (*Brookhaven National Laboratory*) et le

---

<sup>(9)</sup> La symétrie chirale combine les quarks  $u$  et  $d$  en un objet unique au sein duquel ces quarks ne se distinguent que par le signe d'un nombre quantique supplémentaire, la chiralité[15]. Ces quarks légers perdent leur masse.

<sup>(10)</sup> Proche de la température nulle, il n'y a pas de plasma. le système est dominé par des quarks dans un état supraconducteur de couleur.

SPS (*Super Proton Synchrotron*) au CERN (*Centre Européen de la Recherche Nucléaire*) ont commencé à prendre des données. Puis le RHIC, collisionneur d'ions lourds ultra-relativistes a été construit et ses premières prises de données ont commencées en 2000. Bientôt le LHC (*Large Hadron Collider*) au CERN, avec 30 fois plus d'énergie dans le centre de masse par rapport au RHIC, enregistrera ses premières collisions. Les informations relatives aux machines dédiées à l'étude du QGP sont regroupées dans le Tab. I.1.

Collisions centrales Pb-Pb (ou Au+Au)	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	17	200	5500
$dN_{CH}/d\eta$ (à $\eta \sim 0$ )	400	850	2000-8000
$T/T_c$ à $\tau_0$ QGP	1,1	1,9	3-4,2
$\epsilon$ (à 1 fm/c) (GeV/fm <sup>3</sup> )	3	5	16-64
$\tau_{QGP}$ (fm/c)	$\leq 2$	2-4	$\geq 10$
$V_f$ (fm <sup>3</sup> )	$\propto 10^3$	$\propto 10^4$	$\propto 10^5$
$\tau_f$ (fm/c)	$\sim 10$	$\sim 10 - 20$	$\sim 15 - 25$
mode	cible fixe	collisionneur	collisionneur
type processus de dominant	mou $\rightarrow$ semi-dur $\rightarrow$ dur		

**Tab. I.1** – Récapitulatif des caractéristiques du SPS, RHIC et du LHC en utilisant la formule de Bjorken Eq. (I.15) [20].

Les grandeurs du Tab. I.1 ont été calculées avec la formule de Bjorken Eq. (I.15) pour les ions les plus lourds et pour  $\tau_0 = 1$  fm/c et représentent :

- $\sqrt{s_{NN}}$ , l'énergie par collision nucléon-nucléon dans le centre de masse des noyaux,
- $dN_{CH}/d\eta$ , le nombre de particules chargées produites par unité de rapidité et par collision,
- $T$ , la température du milieu,
- $T_c$ , la température critique,
- $\tau_0$ , le temps où le QGP est formé,
- $\epsilon$ , la densité d'énergie maximale atteinte pendant la collision,
- $\tau_{QGP}$ , la durée de vie du QGP,
- $V_f$  et  $\tau_f$ , le volume et le temps au gel chimique, *freeze-out*.

### I.1.3.2 Évolution de la collision

Lorsque deux noyaux sont entrés en collision, le milieu évolue et passe par plusieurs phases. Une illustration de l'évolution du système<sup>(11)</sup> est représenté sur le schéma Fig. I.4, si un plasma de quarks et de gluons est formé. Les différentes phases sont détaillées ci-dessous :

1. Pré-équilibre : dans cette courte étape, les partons primaires des nucléons de la collision interagissent et thermalisent. Les premières interactions entre ces partons sont caractérisées par de grands transferts d'énergie, régime pour lequel les calculs de QCD perturbatifs peuvent être appliqués. C'est au court de ces premiers instants que les particules lourdes telles que les  $J/\psi$  (directs) sont formées (voir paragraphe I.23). Beaucoup d'énergie est enfermée dans un petit volume : la densité d'énergie est si grande qu'un état déconfiné de quarks et gluons se forme. Ce milieu initial peut ne pas être en équilibre thermique.

<sup>(11)</sup> Ce schéma d'évolution est un exemple approximatif car la définition des étapes dépend du modèle choisi pour les décrire.

2. État déconfiné des partons : à un moment critique, les partons perdent leur origine bien définie. Il y a déconfinement et thermalisation. Un mécanisme susceptible de créer cette thermalisation, notamment dans un temps très court, est la percolation de partons [21, 22, 23] pendant laquelle des connections globales entre les partons commencent. La diffusion multiple des partons entraîne le système dans un état d'équilibre thermique au temps  $\tau_0$ . Le QGP évolue ensuite selon les lois de l'hydrodynamique : il est en expansion, et se refroidit peu à peu.
3. Phase mixte entre le QGP et les hadrons : lors de l'évolution du QGP, la température diminue. Lorsqu'elle atteint  $T_c$ , le QGP commence une phase d'hadronisation. Cet état n'existe que si la transition est de premier ordre.
4. Gaz de hadrons chauds interagissant et gel du système : alors que le système s'hadronise, les hadrons interagissent en continu redistribuant en partie leur énergie jusqu'à leur thermalisation et la création d'une boule de feu. La température diminue en dessous de la température de gel chimique où les interactions s'arrêtent et les hadrons commencent à se disperser. Le système continue de s'étendre et refroidi. Lorsque les collisions cinétiques ne sont plus possible, le système à atteint l'état de gel cinétique.

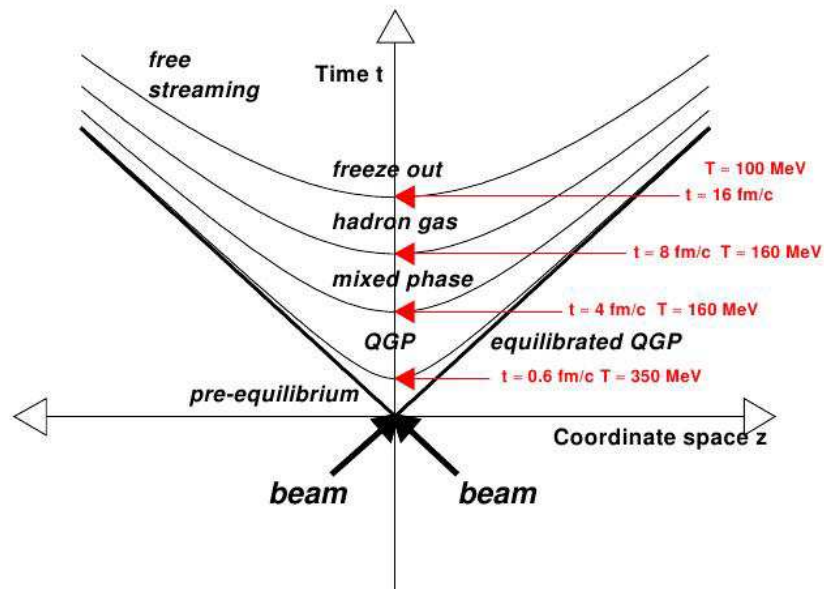


Fig. I.4 – Évolution spatio-temporelle du milieu créé dans les collisions d'ions lourds relativistes [20].

### I.1.3.3 Densité d'énergie

Estimer la densité d'énergie du milieu est une façon de savoir quel état de la matière a pu être produit. Dans les collisions ultra-relativistes, les ions subissent une contraction de Lorentz qui les fait apparaître plats dans notre référentiel. Lors de la collision, ils dissipent la quasi totalité de leur énergie cinétique dans les tuyaux des faisceaux et le reste, principalement à très grande rapidité, pour former l'état initial du milieu au sein duquel le plasma peut être créé. Bjorken fournit une estimation de l'énergie initiale dans le système de la collision à partir de la multiplicité des particules et de l'énergie transverse [20]. Il montre que la densité d'énergie mesurée à rapidité nulle déposée au bout d'un temps  $\tau_0$  donné est proportionnelle à l'énergie transverse par unité de rapidité. Le volume de la collision peut être exprimé comme

$A_T \Delta z$  avec  $A_T$ <sup>(12)</sup> la région de recouvrement de la collision de deux noyaux dans le plan transverse et  $\Delta z$  la dimension longitudinale du milieu. Ainsi, la densité de particules peut être extraite de l'équation suivante :

$$\frac{\Delta N}{A_T \Delta z} = \frac{1}{A_T} \frac{dN}{dy} \frac{dy}{dz} = \frac{1}{A_T} \frac{dN}{dy} \frac{1}{\tau_0 \cosh(y)} \quad (\text{I.14})$$

avec  $\Delta N$  le nombre de particules dans ce volume, et  $\tau_0$  le temps propre correspond au temps de formation du QGP. La densité d'énergie  $\epsilon_0$  au temps propre  $\tau_0$  peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= E_T \frac{\Delta N}{A_T \Delta z} \\ &= m_T \cosh(y) \frac{\Delta N}{A_T \Delta z} \\ &= \frac{m_T}{A_T \tau_0} \frac{dN}{dy} \\ &= \frac{1}{A_T \tau_0} \frac{dE_T}{dy} \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

avec  $m_T$  et  $E_T$  la masse et l'énergie transverse.

Dans l'article de Bjorken, le temps propre  $\tau_0$  est interprété comme le temps au bout duquel les conditions initiales de l'évolution hydrodynamique sont établies. L'ordre de grandeur proposé est de 1 fm/c. Lorsque  $\tau_0$  est pris à 1 fm/c, l'énergie de Bjorken atteint  $\sim 2,9$  GeV/fm<sup>3</sup> au SPS pour les collisions à 17,3 GeV par paires de nucléons [24] et  $\sim 5$  GeV/fm<sup>3</sup> à RHIC pour des collisions de 200 GeV par paires de nucléons [25]. Cependant, dans le modèle de Bjorken, les ions sont infiniment plats, et se croisent instantanément. Expérimentalement, ce n'est pas le cas. Les ions mettent un temps  $2R/\gamma$  (avec  $\gamma$  le facteur de Lorentz) pour se croiser. Ainsi, le temps de croisement à l'AGS est de 5,4 fm/c, au SPS de 1,5 fm/c, à RHIC de 0,13 fm/c et au LHC de 0,05 fm/c. La valeur de 1 fm/c ne semble donc pas adéquate pour le SPS et d'autant moins à plus basse énergie [26]. Rajouter le temps de croisement pour les collisions au SPS donne une densité d'énergie de 1,3 GeV/fm<sup>3</sup>, supérieure à la prédiction de QCD. Dans cette description, il est donc possible de créer un QGP aux énergies du SPS. Le paragraphe 1.1.3.4 résume les principales signatures qui permettront de vérifier l'apparition de cet état dans les collisionneurs de haute énergie. La formule de Bjorken est surtout utile pour comparer à une énergie donnée (donc à  $\tau_0$  fixé) les différentes collisions et centralités<sup>(13)</sup>. À RHIC la détermination des temps de croisement des ions, de formation des hadrons et de thermalisation du milieu est détaillée dans les *White Papers* des expériences [27, 28, 29, 30].

#### 1.1.3.4 Signatures prédites et observées

Depuis le début de la recherche expérimentale relative au plasma de quarks et gluons, il est peu à peu devenu évident que la découverte du QGP n'émergerait pas d'une unique signature. L'objectif principal du SPS et du RHIC est de créer, identifier, et étudier le QGP. Cependant, que le QGP soit créé ou non, il n'en est pas moins intéressant d'étudier les propriétés de la matière nucléaire à haute température. Comme le milieu créé est petit (de surface transverse  $\sim 150$  fm<sup>2</sup>) et vit peu longtemps ( $\sim 10 - 20$  fm/c) toutes les propriétés de ce milieu doivent être sondées avec des particules pendant la collision. De nombreuses

<sup>(12)</sup>  $A_T = \pi R^2$  pour les collisions parfaitement centrales.

<sup>(13)</sup> Pour une définition précise de la centralité voir paragraphe 1.1.3.5

observables sont disponibles aux énergies des expériences de RHIC. Elles sont pour ces dernières décrites dans les *White Papers* [27, 28, 29, 30]. Ces différentes sondes permettent de caractériser plusieurs aspects de la collision et de comprendre de façon complémentaire le milieu formé. Une sélection de ces sondes est présentée ici.

### Observables globales

Ces observables fournissent des informations sur la collision telles que la centralité, le plan de réaction, le volume, la vitesse d'expansion, la densité initiale de la boule de feu<sup>(14)</sup>, ou le temps d'interaction entre les particules. Elles ont également pour objectif de déterminer si le milieu formé à RHIC est thermalisé, c'est à dire en équilibre chimique, et au bout de combien de temps cette thermalisation a lieu. Si la thermalisation a lieu tôt dans la collision, alors la mise en évidence d'une forte expansion transverse peut être liée à l'équation d'état du milieu formé à RHIC.

La plupart de ces informations peuvent être étudiées en s'intéressant au nombre et à la proportion des particules produites en fonction de leur impulsion transverse et de la rapidité. Dans les collisions non centrales, la géométrie initiale du milieu créé est anisotrope dans le plan transverse. Ceci peut être caractérisé en étudiant la distribution en azimut des particules émises [31], et renseigne sur la nature des couplages mis en oeuvre au sein de la matière créée. Enfin, la taille, le temps de formation du milieu au moment du gel (transition de phases inverse) devraient être accessibles par la mesure d'interférométrie Hanbury-Brown et Twiss fondée sur les corrélations à deux particules [32]. Une augmentation de la taille du milieu traduirait une augmentation de la densité initiale et de l'expansion de la boule de feu avant l'hadronisation.

Les observables de l'état final apportent des informations sur les phases hadroniques et de formation du QGP. L'hadronisation, étape pendant laquelle les partons sont convertis en hadrons, n'est pas bien comprise. Ce processus est par ailleurs particulièrement important car il confère leur masse aux quarks<sup>(15)</sup>. Il serait possible de conclure que le QGP a été formé si les évidences montraient que l'hadronisation existe pour une distribution thermique de quarks et gluons.

D'autre part, la production de QGP est censée s'accompagner d'une restauration de la symétrie chirale susceptible de modifier la masse et la largeur des mésons légers de courte durée de vie [33, 34]. Des mesures de la résonance du  $\rho$  dans les collisions In-In [35] ont pu attester d'un élargissement de cette résonance.

### Sondes thermiques

Les sondes électromagnétiques (photons réels ou virtuels) sont créées dans le milieu tout au long de l'évolution de celui-ci. Leur grand libre parcours moyen leur permet de quitter le milieu sans interagir avec l'état final. Elles possèdent donc des informations directes sur les conditions et les propriétés du milieu à l'instant de leur création. Par exemple, l'étude des photons directs [36], ou des paires de di-leptons dits thermiques [37] produits au début de la collision devrait permettre de connaître la température initiale du milieu.

La viscosité du système formé dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes a été étudiée grâce aux sondes thermiques leptoniques [38]. L'anisotropie en impulsion de ces sondes in-

---

<sup>(14)</sup> La boule de feu représente le système dense et chaud

<sup>(15)</sup> La brisure de la symétrie chirale et le confinement des quarks dans des hadrons neutre en couleur

duirait une anisotropie du potentiel d'écrantage d'une paire quark-antiquark dans un plasma visqueux en fonction de l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau [39].

### Sondes dures

Les sondes dures correspondent aux particules produites par des diffusions partoniques dures (c'est à dire caractérisées par de grands transferts d'énergie) aux tous premiers instants de la collision. La production de telles particules ne sera affecté que par un milieu aux propriétés différentes de celles de la matière nucléaire normale. Ainsi toute modification des taux observés par rapport à ce qui est attendu traduit une interaction de la sonde avec le milieu et renseigne sur la nature de ce milieu.

Les jets et les hadrons à grands  $p_T$  correspondent à de telles sondes. En effet, les jets viennent de la fragmentation d'un parton produit lors de collisions dures. Les hadrons observés à grand  $p_T$  correspondent aux particules principales de tels jets (c'est à dire qu'ils possèdent la plus grande fraction de l'impulsion du parton initial).

Ces partons devraient perdre de l'énergie notamment par radiation de gluon (bremsstrahlung) en se propageant dans le milieu, donnant ainsi lieu (après fragmentation en jets ou mini-jets de hadrons) à une suppression des hadrons de grande impulsion transverse, ainsi qu'à une modification de la forme et du contenu des jets : *jet quenching* [40]. Cette modification importante de la structure des jets peut être observée par des mesures de corrélations azimutales.

Les quarks lourds sont également des sondes dures créées au tout début de la collision. Le quark charme mesuré dans des mésons  $D$  (charme ouvert), ou le quark beau des mésons  $B$  (beauté ouverte) devraient perdre moins d'énergie dans le milieu que les mésons légers à cause de leur masse plus élevée. Jusqu'à présent, la suppression mesurée pour les quarks lourds s'approche de celle des pions tout en restant moindre. Les quarkonia peuvent aussi renseigner sur le milieu dans la mesure où les paires  $c\bar{c}$  sont produite dans une diffusion dure initiale (voir paragraphe 1.2.2). Leur taux de production pourrait être perturbé par des mécanismes liés à la présence d'un plasma de quarks et de gluons.

#### I.1.3.5 Caractéristique de la collision

##### Centralité

Plusieurs variables globales peuvent être utilisées pour étudier et caractériser les collisions. Certaines sont représentées sur la Fig. 1.5 et détaillées ici :

- le paramètre d'impact,  $b$ , distance entre le centre des noyaux mesurée dans le plan transverse (c'est à dire perpendiculaire au faisceau) ;
- le nombre de nucléons participants à la collision,  $N_{part}$ . Ils s'apparentent en première approximation aux nucléons contenus dans la zone de recouvrement des noyaux.
- le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon,  $N_{coll}$ . Un nucléon peut participer à plusieurs collisions binaires. Par définition, seuls les nucléons participants ( $N_{part}$ ) contribuent à ces collisions ( $N_{coll}$ ), c'est pourquoi  $N_{coll}$  et  $N_{part}$  sont très corrélés.
- le nombre de nucléons dit spectateurs, c'est à dire qui ne participent pas à la collision.



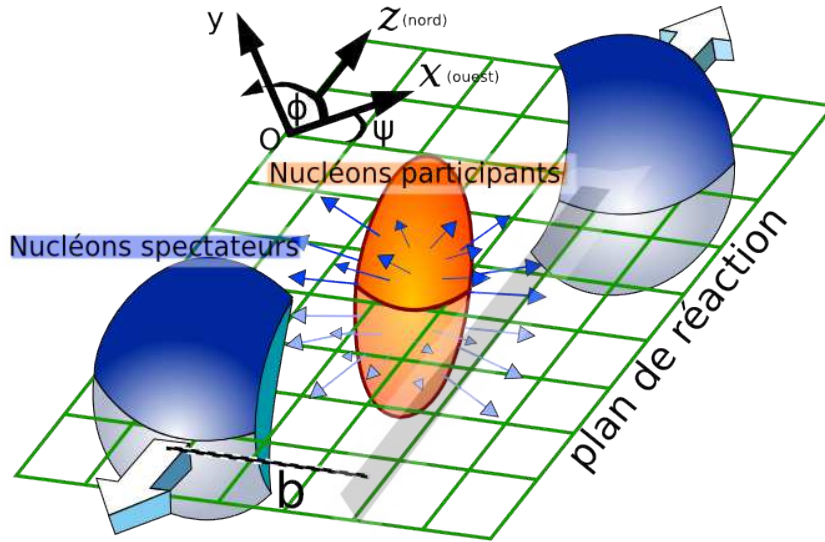


Fig. I.5 – Définition des observables globales et du plan de réaction.

Le paramètre d'impact permet de séparer les collisions en fonction du recouvrement des noyaux pendant la collision. Plus une collision aura un paramètre d'impact petit, plus la collision sera dite centrale (et plus  $N_{part}$  et  $N_{coll}$  seront grands). Plus  $b$  est grand, plus la collision est périphérique. Les variables  $N_{part}$  et  $N_{coll}$  sont particulièrement importantes car la production de certaines particules est proportionnelle à l'une ou l'autre de ces variables. En particulier, les processus dits « mous » correspondant à de petits transferts d'énergie sont proportionnels à l'énergie totale injectée dans la collision, c'est à dire à  $N_{part}$ . En revanche les processus dits « durs » correspondant à de grands transferts d'énergie ont une certaine probabilité d'arriver à chaque collision. La production totale des particules correspondantes est donc proportionnelle à  $N_{coll}$ .

Pour relier des grandeurs mesurables telles que le nombre de particules émises à proximité des faisceaux ou l'énergie déposée, aux variables citées plus haut, un modèle de Glauber associé à des simulations est généralement utilisé [41]. Il s'agit d'un modèle géométrique simple qui suppose que la trajectoire d'un nucléon est rectiligne et parallèle à la direction du faisceau. Le profil de densité des nucléons dans les noyaux est généralement décrit par une distribution de Woods-Saxon :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (\text{I.16})$$

avec  $\rho_0 = 0,17/fm^3$ , la densité nucléaire normale,  $R \sim 6,5$  fm, le rayon du noyau considéré et  $a \sim 0,5$  fm, le facteur de diffusion de la surface de ce noyau. À partir de ces distributions et de la section efficace totale d'interaction inélastique nucléon-nucléon<sup>(16)</sup>, le modèle de Glauber permet de calculer  $N_{part}$  et  $N_{coll}$  pour un paramètre d'impact donné. Il est possible de faire correspondre les plages de paramètre d'impact avec celle des mesures expérimentales de la centralité pour estimer le nombre moyen de collisions ou de participants correspondants. Une méthode un peu plus élaborée est utilisée sur PHENIX et sera décrite au paragraphe II.4.2.2.

<sup>(16)</sup> de l'ordre de 30 mb dépendant de l'énergie de collisions

## Plan de réaction

Le plan de réaction est représenté en vert sur la Fig. 1.5. Il est colinéaire au vecteur du paramètre d'impact,  $b$ , de la collision et à l'axe ( $Oz$ ). Son angle avec le plan ( $xOz$ ) sera noté  $\psi$ . Il représente un plan de symétrie de la collision et sera utilisé comme référence pour toutes les mesures d'anisotropies azimutales présentées dans le reste du manuscrit.

### I.1.3.6 Caractérisation des processus physiques

#### Taux invariant de production

Le taux invariant de production d'un processus physique donné dans une collision entre deux espèces A et D et pour un intervalle  $i, j, k$  donné en centralité, rapidité et impulsion transverse  $p_T$  est :

$$B \frac{d^2 N^{ijk}}{2\pi p_T dp_T dy} \Big|_{\text{processus}} = \frac{N^{ijk}}{2\pi p_T^k \Delta p_T^k \Delta y^j A \varepsilon^{ijk} \varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{processus};ijk}} / \frac{N_{vu}^i}{\varepsilon_{\text{trigger}}^{MB;i}} \quad (\text{I.17})$$

où :

- B est le rapport d'embranchement du processus physique considéré dans le canal observé ;
- $N^{ijk}$  est le nombre de signaux obtenus après reconstruction pour l'intervalle  $(i, j, k)$  ;
- $A\varepsilon^{ijk}$  est la valeur de la correction d'acceptance×efficacité (cf. chapitre V.33) pour l'intervalle  $(i, j, k)$  ;
- $p_T^k$  est la valeur centrale de la  $k^{\text{ème}}$  tranche en  $p_T$  de largeur  $\Delta p_T^k$  ;
- $\Delta y^j$  est la largeur de la  $j^{\text{ème}}$  tranche en rapidité ;
- $\varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{processus};ijk}$  est l'efficacité du système de déclenchement sur des événements contenant le signal recherché dans l'intervalle  $(i, j, k)$  ;
- $\varepsilon_{\text{trigger}}^{MB;i}$  est l'efficacité du système de déclenchement lors des collisions inélastiques A+D pour la  $i^{\text{ème}}$  tranche en centralité ;
- $N_{vu}^i$  est le nombre d'événements vus par le système de déclenchement dans la  $i^{\text{ème}}$  tranche en centralité de largeur  $\Delta C^i$ .

#### Rapports de modification nucléaire

Le rapport de modification nucléaire est souvent utilisé pour caractériser la production de particules dans les collisions d'ions lourds en fonction des observables globales. Historiquement, le premier rapport de modification nucléaire considéré était le  $R_{CP}$ . Il s'agit du rapport du taux de production des particules (fraction d'évènement ayant le signal considéré) dans les collisions centrales avec celui des collisions périphériques, pondéré par le nombre de collisions binaires correspondantes. Il caractérise la déviation de la production de particules par rapport à la production de particules dans un milieu moins dense où la matière nucléaire est

supposée normale. Ce rapport s'écrit :

$$R_{CP} = \frac{\left. \frac{d^2 N^{Cjk}}{dp_T dy} \right|_C}{\langle N_{coll}^C \rangle} / \frac{\left. \frac{d^2 N^{Pjk}}{dp_T dy} \right|_P}{\langle N_{coll}^P \rangle} \quad (\text{I.18})$$

où le numérateur et le dénominateurs sont les taux de production pour des collisions centrales et périphériques (respectivement). Les exposants  $C$ ,  $P$ ,  $j$  et  $k$  désignent respectivement les intervalles en centralité centrale, centralité périphérique, rapidité et impulsion transverse.  $\langle N_{coll} \rangle$  est le nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon dans la tranche en centralité concernée.

Lorsque RHIC a mesuré le taux de production des collisions p+p,  $R_{CP}$  a été mis de côté en faveur du  $R_{AD}$  qui caractérise le milieu par rapport au taux de production correspondant dans des collisions p+p, et donc en l'absence d'effet de milieu (ce qui n'est pas forcément le cas lorsque les collisions périphériques sont utilisées comme référence dans  $R_{CP}$ ). Le facteur de modification nucléaire s'écrit :

$$R_{AD} = \frac{\left. \frac{d^2 N^{ijk}}{dp_T dy} \right|_{A+D}}{\langle N_{coll}^i \rangle \left. \frac{d^2 N^{jk}}{dp_T dy} \right|_{p+p}} \quad (\text{I.19})$$

où les exposants  $i$ ,  $j$ ,  $k$  désignent toujours les intervalles en centralité, rapidité et impulsion transverse, et  $\langle N_{coll}^i \rangle$  le nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon dans la  $i^{\text{ème}}$  tranche en centralité des collisions A+D. La référence p+p se doit d'être prise à la même énergie dans le centre de masse que les collisions A+D.

$R_{AD}$  permet d'évaluer si un processus physique donné dans les collisions A+D peut se déduire d'une superposition incohérente de collisions nucléon-nucléon p+p individuelles auquel cas ce rapport vaut 1. C'est la valeur attendue pour les processus durs, et en l'absence d'effets du milieu.

## 1.2 Une sonde : le $J/\psi$

Différentes signatures ont été proposées et étudiées expérimentalement comme manifestations du QGP. Parmi celles-ci, la suppression des quarkonia lourds à cause de l'écrantage du potentiel de couleur par un plasma a été formulée par Matsui et Satz en 1986 [42], et mesurée expérimentalement par NA38, NA50 et NA60 au CERN-SPS via l'étude du  $J/\psi$  dans le canal de désintégration muonique. La suppression anormale observée dans les systèmes lourds (NA50) par rapport aux systèmes légers (NA38) a été interprétée comme une indication de la découverte de la formation du QGP. Plus récemment, l'expérience NA60 a confirmé cette observation.

Cette section décrit la famille des quarkonia dans le paragraphe 1.2.1, puis les mécanismes de production du  $J/\psi$  au paragraphe 1.2.2. Dans un deuxième temps, les différents effets pouvant modifier la production du  $J/\psi$  seront expliqués brièvement aux paragraphes 1.2.3 et 1.2.4. Ces paragraphes seront ponctués d'un état des lieux de la compréhension de la production du  $J/\psi$ .

### I.2.1 Quarkonia dans les collisions hadroniques

Parmi les signatures de la formation du QGP, le méson  $J/\psi$  joue un rôle central. À cause de sa grande énergie de liaison et de sa taille relativement petite ( $\sim 0,5$  fm pour le  $J/\psi$  contre  $0,67$  fm pour le pion [7] et  $0,8$  fm pour le proton), il n'est que faiblement affecté par les interactions avec l'environnement hadronique. Il fait partie de la famille des quarkonia lourds, états liés de quarks lourds qui sont stables devant des désintégrations fortes :  $m_{c\bar{c}} \leq 2 m_D$  pour les charmonia. Comme les quarks sont lourds ( $m_c = 1,27_{0,11}^{+0,7}$  GeV/c<sup>2</sup> [7]), la spectroscopie du quarkonium peut-être étudiée dans une théorie non-relativiste de potentiels. Dans un milieu déconfiné, l'attraction entre quarks lourds et anti-quarks est réduite à cause des effets d'écrantage de couleur. Ceci entraîne la suppression des quarkonia lourds dont l'amplitude dépend de la densité (en terme de charges de couleur) du système environnant [42]. En effet, en fonction du système où évoluent les quarks et les gluons, le potentiel entre une paire quark anti-quark change.

Dans une collision nucléon-nucléon, il existe une certaine probabilité qu'une paire  $q\bar{q}$  produite se lie grâce à l'échange d'un gluon pour former un état lié. Dans un milieu coloré déconfiné, ce potentiel chute et avec lui la possibilité de former cet état lié. En particulier, le  $J/\psi$  formé d'un charme et d'un anti-charme possède une interaction entre ses quarks de la forme :

$$V(r) = \sigma \cdot r - \frac{\alpha}{r} \quad (\text{I.20})$$

avec  $\sigma$ , la tension entre les deux quarks, et  $\alpha$ , une interaction coulombienne de couleur (l'interaction coulombienne électrique étant négligeable à cette échelle d'énergie). Il s'agit du potentiel confinant le plus simple : le potentiel de Cornell [43]. Ce formalisme sera pris en exemple ici pour illustrer la famille de quarkonia. D'autres modélisations seront abordées à la fin de ce paragraphe 1.2.1.

La résolution de l'équation de Schrödinger pour ce potentiel met en évidence la famille des charmonia, états liés  $c\bar{c}$  dans laquelle sont regroupés le  $J/\psi$ , le  $\psi'$  et le  $\chi_c$ , et la famille des bottomia, états liés du  $b\bar{b}$  formée de l' $\Upsilon$ , du  $\chi_b$ , de l' $\Upsilon'$  et de l' $\Upsilon''$ . Le Tab. 1.2 résume les résultats pour la famille des quarkonia obtenue dans [44].

État	$J/\psi$ (1S)	$\chi_c$ (1P)	$\psi'$ (2S)	$\Upsilon$ (1S)	$\chi_b$ (1P)	$\Upsilon'$ (2S)	$\chi_b'$ (1P)	$\Upsilon''$ (3S)
m (GeV/c <sup>2</sup> )	3,10	3,53	3,68	9,46	9,99	10,02	10,26	10,36
$\Delta E$ (GeV)	0,64	0,20	0,05	1,10	0,67	0,54	0,31	0,20
$r_0$ (fm)	0,50	0,72	0,90	0,28	0,44	0,56	0,68	0,78
$T_d/T_c$	2,10	1,16	1,12	>4,10	1,76	1,60	1,19	1,17

**Tab. 1.2** – États du charmonium et bottomium avec leurs énergies de liaison [45].  $\Delta E$  correspond à l'énergie de liaison de la résonance,  $r_0$  distance de séparation entre les deux quarks formant la résonance (deux fois le rayon),  $T_d/T_c$  température de dissociation de la résonance.

Les énergies de liaisons  $\Delta E$  sont la différence entre les masses des quarkonia et la masse du charme ou du bottom ouvert. Les valeurs des paramètres utilisés pour obtenir ces résultats sont  $m_c = 1,25$  GeV/c<sup>2</sup>,  $m_b = 4,65$  GeV/c<sup>2</sup>,  $\sqrt{\sigma} = 0,445$  GeV/c<sup>2</sup>,  $\alpha = \pi/12$ . Les paramètres du potentiel évoluent avec la température et donc sont altérés si le milieu formé est très chaud comme c'est le cas dans un plasma de quarks et de gluons. D'après cette description, la tension de corde  $\sigma$  décroît avec la température et devient essentiellement nulle si une transition de phase vers un milieu déconfiné a lieu :  $\sigma(T > T_c) = 0$ . Cependant, l'annulation de la tension de la corde peut ne pas suffire à fondre les quarkonia car le potentiel coulombien seul peut produire des états liés. Les quarkonia ne se dissocient qu'à une température de dissociation  $T_d$  supérieure à la température critique  $T_c$ .

Le potentiel coulombien est écranté par la présence de charges de couleur entre les deux quarks dont la densité dépend à priori de la température :

$$V(r, T > T_c) = -\frac{\alpha}{r} \cdot \exp\left(\frac{-r}{r_D(T)}\right) \quad (\text{I.21})$$

avec  $r_D$  le rayon de Debye au-delà duquel l'interaction de couleur devient négligeable. Il est obtenu par des calculs de QCD sur réseau. Le  $J/\psi$  est supposé fondre à  $\sim 2 T_c$ <sup>(17)</sup>. Les états excités du  $J/\psi$  ayant des rayons plus grands, ils se dissocient à plus basse température. La disparition d'un quarkonia spécifique signale la présence d'un milieu déconfiné à une température spécifique [42].

D'autres modèles de potentiel sont défendus aujourd'hui. Par exemple, les fonctions spectrales des quarkonia dans un QGP ont été calculées sur QCD sur réseau (lQCD) pour un modèle basé sur les potentiels de la paire  $q\bar{q}$  [46]. Deux cas de paramètres pour le potentiel sont étudiés. Le potentiel le plus extrême (mais restant compatible avec les résultats de QCD sur réseau) indique une limite supérieur de  $T_d = 1,2 T_c$  pour la température de dissociation du  $J/\psi$ .

## 1.2.2 Production du $J/\psi$

La production du  $J/\psi$  est un processus dont la description n'a pas encore trouvé de consensus théorique. Elle se sépare en théorie en deux étapes :

- la production à courte distance de la paire de quarks lourds  $c\bar{c}$  et
- l'hadronisation de la paire dans le méson  $J/\psi$ .

À la différence de la production de paire  $c\bar{c}$  (comme expliqué dans la paragraphe 1.2.2.1), l'étape d'hadronisation des quarkonia relève de mécanismes non-perturbatifs. La résolution exacte n'est pas possible ou demanderait un temps de calcul « infini ». Les sous-sections suivantes décrivent quelques un des mécanismes existant pour expliquer la production du  $J/\psi$ .

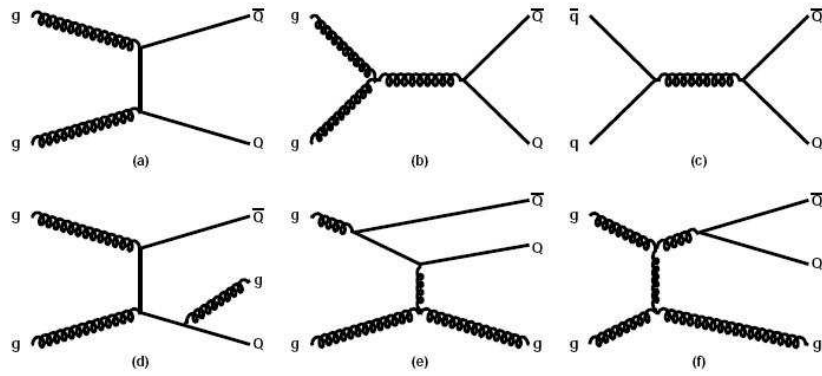
### 1.2.2.1 Production de la paire $c\bar{c}$

La production de paires de quarks lourds est un processus de QCD perturbatif car la masse des quarks charmés est élevée en comparaison avec l'échelle de QCD typique ( $\Lambda_{QCD} \sim 0,2 \text{ GeV}$  en principe). Un parton d'un projectile interagit avec une de ses cibles. Les distributions non perturbatives de partons dans les hadrons sont déterminées de façon empirique dans des réactions profondément inélastiques de diffusion lepton-hadron par exemple. Les paires  $c\bar{c}$  sont en général produites dans un état d'octet de couleur<sup>(18)</sup>. La Fig. 1.6 montre des exemples de diagrammes de production de quarks lourds [47], où (a)-(c) sont les processus de premier ordre (LO) [48] et (d)-(f) sont les processus d'ordre supérieur [49]. À l'énergie de RHIC, le processus dominant la production de paires  $c\bar{c}$  est la fusion de gluon (a) et (b), qui a lieu très rapidement ( $\tau \simeq 1/2m_c$ ) [50].

L'étape de production de la paire est généralement considérée comme indépendante de celle d'hadronisation. Il est alors possible de factoriser les amplitudes de transition pour les deux

<sup>(17)</sup> Cette valeur varie en fonction des modèles.

<sup>(18)</sup> C'est à dire que le  $c$  et le  $\bar{c}$  ont des couleurs différentes



**Fig. 1.6** – Exemple de diagrammes de production de la paire de quarks lourds. (a),(b) fusion de gluons au premier ordre, (c) annihilation de la paire au premier ordre, (d) création de la paire avec émission de gluon, excitation de couleur, (e) et (f) division de gluon [47]

processus : c'est un théorème de factorisation de QCD [51]<sup>(19)</sup>. Celui-ci n'a pas été démontré à proprement parler pour les quarkonia, mais est souvent considéré comme tel.

Les mécanismes de production du  $J/\psi$  dépendent de l'état dans lequel est produite la paire de quarks à courte distance. En l'occurrence, deux cas peuvent être distingués :

1. La paire est produite dans un état non coloré et s'hadronise en  $J/\psi$  sans émettre de gluon mou : c'est le modèle de singulet de couleur, *Color Singlet Model* (CSM), détaillé dans le paragraphe 1.2.2.2.
2. La paire est produite dans un état coloré, et ses nombres quantiques de spin ne sont pas nécessairement ceux du  $J/\psi$  ( $^3S_1$ ). Le processus d'hadronisation nécessite alors l'intervention de gluons mous (qui ne sont pas détectés, car de basse énergie) afin que la couleur de la paire se neutralise et que la paire se retrouve, le cas échéant, dans un état de spin identique à celui d'un  $J/\psi$  : c'est le mécanisme d'octet de couleur (*Color Octet Mechanism*) détaillé dans le paragraphe 1.2.2.5.

D'autres mécanismes basés sur ces descriptions ont vu le jour également et seront décrits dans la suite.

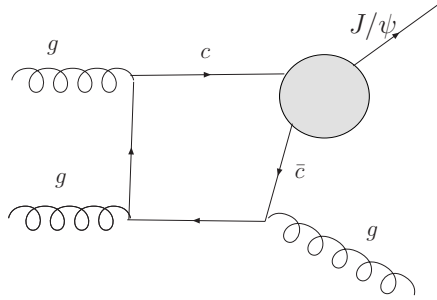
Les théories relatives à la production de quarkonia calculent la production de paires à l'ordre dominant mais en rajoutant des corrections par exemple en  $\alpha_s^4$ ,  $\alpha_s^5$ ... Différentes hypothèses sont utilisées pour créer des paires dans un état de singulet de couleur [52] ou d'octet de couleur [53]. Ces principales distinctions seront développées lors de la description des différentes prédictions.

### 1.2.2.2 Modèle du singulet de couleur

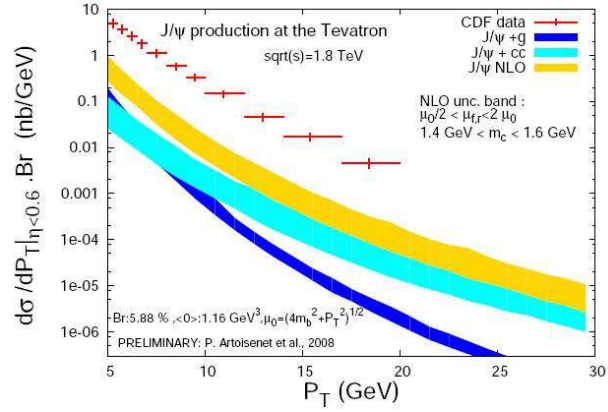
Le modèle de singulet de couleur (CSM) [54, 55] a été proposé 10 ans après la découverte du  $J/\psi$ . Il utilise un formalisme de QCD et s'inspire du théorème de factorisation de QCD [51] où la partie dure est calculée par l'application stricte de pQCD et la partie molle est factorisée dans des fonctions d'ondes universelles. Le CSM suggère que la paire  $q\bar{q}$  est formée dans le processus dur directement avec les bons nombres quantiques de spin et de couleur. Ce mécanisme se base sur l'hypothèse que la couleur et le spin de la paire  $q\bar{q}$  ne changent pas pendant la liaison. Pour la formation du  $J/\psi$ , ceci requiert l'émission d'un gluon dur pendant la formation de la paire dans un état de singulet de couleur :  $gg \rightarrow J/\psi g$ . La Fig. 1.7a montre

<sup>(19)</sup> Factorisation entre les fonctions de distributions de partons et les parties dures.

un exemple de diagramme d'ordre le plus bas pour la production du  $J/\psi$  dans le CSM dont la dépendance avec  $p_T$  est  $\sim \alpha_s^3 \frac{(2m_c)^4}{p_T^8}$ .



(a) Exemple de diagramme d'ordre le plus bas pour la production directe de  $J/\psi$  à partir de la fusion de gluons dans le cadre du CSM. La paire  $c\bar{c}$  est dans l'état de singulet de couleur.



(b) Production du  $J/\psi$  mesurée au Tevatron à  $\sqrt{1.8}$  TeV comparé à des modèles de singulet de couleur à l'ordre dominant et suivant.

**Fig. I.7** – Description de la production du  $J/\psi$  par des modèles de sigulets de couleur aux ordres premiers.

Ce modèle peut décrire la section efficace de production de  $J/\psi$  dans la photo-production ( $\gamma+N$ ) [56] mesurée à HERA par ZEUS [57] et H1 [58] pour les  $p_T < 10$  GeV, mais sous estime les sections efficaces de production hadronique des quarkonia d'un ordre de grandeur [54, 55] comme le montre les prédictions de la Fig. I.7b.

### I.2.2.3 Modèle d'évaporation de couleur

D'un point de vu théorique, la neutralisation de couleur n'est pas une étape encore comprise. Le modèle d'évaporation de couleur [59, 60, 61] introduit en 1977 n'utilise pas la couleur dans le processus de liaison des paires de quarks, et contrairement au CSM, la paire de quarks lourds est produite par des processus perturbatifs qui ne gèrent pas forcément la paire dans un état de singulet de couleur. Dans le processus d'évaporation, les quarks de la paire  $c\bar{c}$  peuvent :

- soit se combiner avec des quarks légers pour former des mésons charmés ouverts ( $D$  et  $\bar{D}$ ),
- soit se lier ensemble pour former un charmonium (voir diagramme Fig. I.8).

La neutralisation de couleur résulte de l'interaction avec le champ de couleur environnant. Ceci, ainsi que la liaison de la résonance, est à priori de nature non-perturbative. La couleur et le spin de l'état asymptotique  $q\bar{q}$  sont rendus aléatoires par la multitude des interactions molles qui interviennent après la production de la paire<sup>(20)</sup>. Une conséquence directe de ce phénomène est que la production de l'état lié est possible avec l'émission de gluons mous<sup>(21)</sup>, alors que pour le CSM, ceci est impossible à cause de la conservation de la couleur et de la C-parité<sup>(22)</sup>. Ce modèle s'applique aux section efficaces différentielles par exemple pour le

<sup>(20)</sup> Ceci rend impossible toute prédiction de polarisation ou suggère un polarisation nulle (selon les théories).

<sup>(21)</sup> Plusieurs gluons sont émis comme le montre la Fig. I.8.

<sup>(22)</sup> Conjugaison de charge, -1 pour le  $J/\psi$

$J/\psi$  :

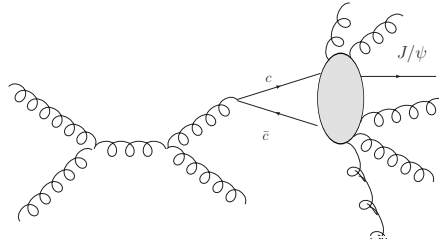
$$\frac{d\sigma(J/\psi)}{dyd^2\mathbf{p}_T} = f_{J/\psi} \int_{2m_c}^{2m_D} dM_{inv} \frac{d\sigma(c\bar{c})}{dyd^2\mathbf{p}_T dM_{inv}} \quad (\text{I.22})$$

avec  $M_{inv}^2 = (p_c + p_{\bar{c}})^2$ . Il implique que la section efficace de production  $\sigma_i$  de n'importe quel état charmonium  $i$  est une fraction fixée de la section efficace du charme  $\sigma_{c\bar{c}}$  :

$$\sigma_i(\sqrt{s}) = f_i \cdot \sigma_{c\bar{c}}(\sqrt{s}) \quad (\text{I.23})$$

$f_i$  est empirique et correspondent au processus d'hadronisation et de neutralisation de la résonance en question. Par conséquent, la dépendance d'énergie de la section efficace de production pour les états du charmonium est prédite comme étant celle de la section efficace du charme calculée perturbativement. Une autre conséquence est que le ratio de la production des différents états du charmonium doit être indépendant de l'énergie de la collision.

Le modèle d'évaporation de couleur fournit une description phénoménologiquement viable de l'hadroproduction de quarkonia, donnant des prédictions quantitatives correctes jusqu'à de grandes énergies. Il prédit notamment la section efficace totale de l'hadroproduction et de la photo-production à basse énergie [62]. Cependant il ne peut pas prédire les mécanismes subjacents à la production de quarkonia, et encore moins l'évolution spatio-temporelle de la neutralisation de couleur. Le rapport des sections efficaces du  $\chi_c$  et du  $J/\psi$  sont très différents dans la photo-production et l'hadroproduction, alors que pour le CEM, ces nombres sont strictement identiques (cf Eq. (I.23)). D'autre part, ce modèle ne peut pas prédire la polarisation de l'état quarkonium. Pour la production de charmonium dans les collisions  $p+A$  et  $A+B$ , cette dernière composante est cruciale [44]. Ainsi, malgré sa simplicité et sa base phénoménologique raisonnable, ce modèle est moins fiable que le CSM. Une description plus détaillée de la neutralisation de couleur est nécessaire.



**Fig. I.8** – Exemple d'un diagramme d'ordre le plus bas pour la production directe de  $J/\psi$  à partir de la fusion de gluon avec le CEM. Les émissions multiples de gluons mous détruisent l'information sur les nombres quantiques de la paire  $c\bar{c}$ .

#### I.2.2.4 Rediffusion avec les co-voyageurs

Une approche qualitative parallèle a été suggérée en 1999 [63]. En QCD, les quarks lourds sont créés en conjonction avec un champ bremsstrahlung<sup>(23)</sup> émis par les partons qui collisionnent. Les effets d'un échange perturbatif de gluons entre les paires de quarks et le champ coloré co-voyageant ont été étudiés. Plusieurs propriétés observées mais difficiles à comprendre peuvent être expliquées simplement dans ce cadre. Ce modèle a été élargi aux grandes impulsions transverses [64] et prédit un scénario de diffusion en accord raisonnable avec les données en fonction de l'impulsion transverse, mais une polarisation transverse des quarkonia, alors que la polarisation a été mesurée au Tevatron [65, 66] légèrement longitudinale.

<sup>(23)</sup> Émission de gluons de bremsstrahlung due à l'interaction des partons incidents avec le milieu coloré.



## I.2.2.5 Mécanisme d’octet de couleur

Le mécanisme d’octet de couleur (COM) [67] utilise le formalisme non-relativiste de QCD (NRQCD). Il suggère que la paire d’octet de couleur  $c\bar{c}$  se combine avec deux gluons mous colinéaires pour former un singulet de couleur ( $c\bar{c} - g$ ) comme illustré sur la Fig. 1.9. L’existence de ces deux gluons mous non-perturbatifs colinéaires constitue la principale différence entre le CSM et le COM. Après un court temps de relaxation  $\tau_s$ , l’interprétation commune est que cet état pré-résonnant se transforme en une particule  $J/\psi$  en absorbant le gluon qui l’accompagne<sup>(24)</sup>. Ce modèle rencontre des difficultés si les gluons colinéaires sont traités perturbativement. Il donne néanmoins une base conceptuelle à l’évolution temporelle du processus de formation. La dépendance en impulsion transverse de ce processus est  $\alpha_s^3 \frac{v^4}{p_T^4}$ .

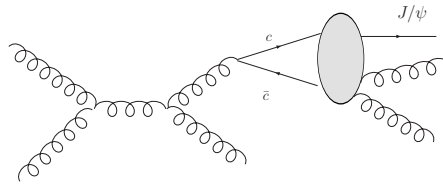


Fig. 1.9 – Évolution de la production du  $J/\psi$  dans le mécanisme de l’octet de couleur.

Le mécanisme d’octet de couleur fournit une bonne description de la section efficace en fonction de l’impulsion transverse pour les  $J/\psi$  directs et  $\psi'$  car la section efficace de ces quarkonia est dominée par la fragmentation de gluons dans un état d’octet de couleur. Cependant, ce modèle traité à l’ordre dominant prédit une polarisation transverse des quarkonia alors que les mesures du Tevatron indiquent plutôt une polarisation longitudinale [65, 66]. L’hypothèse de base venant de la QCD non relativiste [67, 68] repose sur un développement en puissance de  $\alpha_s$  et de  $v_q$ , la vitesse du quark dans l’état lié. Pour le charmonium,  $v_c^2 \sim 0,3$ , qui est une valeur trop proche de un pour permettre ce développement. Cette hypothèse du modèle concernant l’applicabilité d’un développement en  $v_c^2$  est donc mis à défaut.

Les contributions à la section efficace de production des diagrammes d’octets de couleur sont au moins d’ordre  $v_c^2$ . Ce sont donc des contributions qui semblent petites par rapport aux contributions des diagrammes du modèle de singulet de couleur. Cependant, pour la production du  $J/\psi$ , la partie dure des diagrammes d’octet de couleur est moins supprimée que celle des diagrammes de singulet de couleur. En effet, pour la production du  $J/\psi$ , les deux diagrammes à comparer sont :

1.  $gg \rightarrow gg$  avec la production la paire  $c\bar{c}$  par l’un des deux gluons ;
2.  $gg \rightarrow (c\bar{c}) + g$  qui est un diagramme en boîte.

Le premier diagramme a une dépendance en  $1/p_T^4$  alors que le deuxième en  $1/p_T^8$  (voir Fig. 1.7a et Fig. 1.9). Dès lors quand l’impulsion transverse est grande, la suppression des octets de couleur est compensée par l’importance de la partie dure. Les contributions  $1/p_T^4$  et  $1/p_T^6$ , contributions grandes par rapport à la contribution en  $1/p_T^8$  pour les grandes impulsions transverses, n’apparaissent pour les singulets de couleur qu’aux NLO et NNLO<sup>(25)</sup>. Le défi reste de réduire les grandes incertitudes théoriques qui résultent de ces calculs.

<sup>(24)</sup> La définition théorique initiale n’implique pas l’absorption du gluon par la paire de quarks.

<sup>(25)</sup> C’est pour cela que ces contributions sont grandes et ne sont pas de simple corrections

### I.2.2.6 Fragmentation avec le CSM

Après avoir constaté que les prédictions du CSM au premier ordre (LO CSM) pour les  $J/\psi$  prompts sous-estimaient significativement les résultats de CDF à grande impulsion transverse, il a été remarqué en 1993 que les processus de fragmentation des gluons [69], bien que d'ordre en  $\alpha_s$  supérieur, pouvaient être dominants sur le LO CSM à grande impulsion transverse [70, 71]. Le LO CSM donne des contributions plus petites que les processus de fragmentation du CSM où la paire de quarks lourds produite dans la partie dure du processus a exactement les mêmes nombres quantiques que l'état final. Les processus de fragmentations ne considèrent que la partie dure :  $gg \rightarrow c\bar{c}ggg$  avec les diagrammes  $gg \rightarrow g + g \rightarrow (c\bar{c}gg) + g$ , c'est à dire qu'un des gluons se fragmente en  $c\bar{c}gg$ . La Fig. 1.10 présente le diagramme de production pour ce processus. Sa dépendance en  $p_T$  est  $\alpha_s^5 \frac{1}{p_T^4}$ . Ainsi la fragmentation permet de tenir compte d'une petite partie des contributions NNLO.

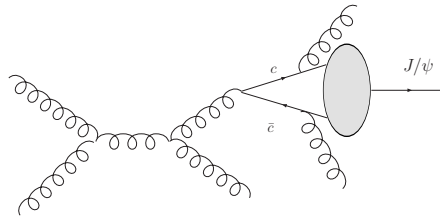


Fig. 1.10 – Évolution de la production du  $J/\psi$  dans le mécanisme de fragmentation du CSM.

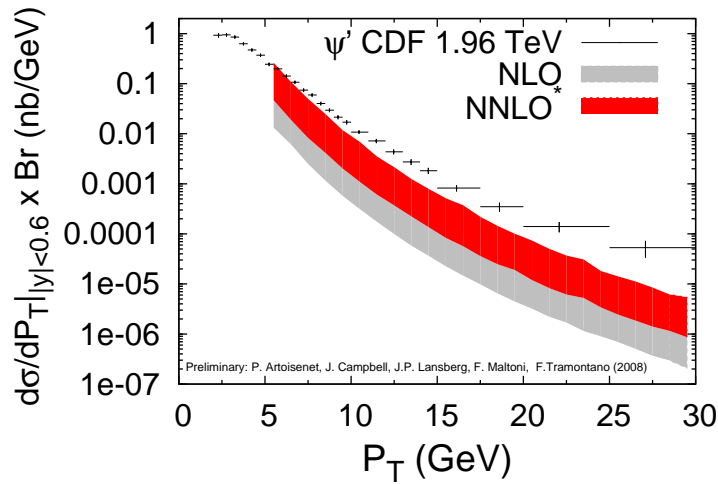
### I.2.2.7 Développements récents

#### Corrections d'ordre supérieur NNLO

Dans le cadre du CSM, les gluons émis sont considérés comme perturbatifs et suffisamment énergétiques pour que  $\alpha_s$  puisse être considéré comme petit devant un et qu'un développement en puissance de  $\alpha_s$  soit possible. La partie dominante<sup>(26)</sup> des corrections NNLO a été calculée [52] (c'est à dire à l'ordre  $\alpha_s^5$  NNLO<sup>(27)</sup>). Dans ces diagrammes, les gluons sont tous perturbatifs alors que dans le Color Octet Mechanism, des gluons non-perturbatifs sont également présents. À priori, les contributions dominantes au NNLO ( $\alpha_s^5$ ) devraient venir de la fragmentation de gluon. Dès lors, appliquer l'approximation où seules ces contributions sont présentes aurait du être suffisant. Les calculs ont prouvés que cela n'était pas le cas et les résultats ainsi obtenu sous-estiment la production du  $\Upsilon$  de CDF (voir paragraphes précédents 1.2.2.2, 1.2.2.3, 1.2.2.5). Par contre, ajouter des diagrammes supplémentaires à ces calculs NNLO a permis de reproduire la section efficace de production de quarkonia  $\Upsilon$  [52]. De plus, le paramètre de polarisation est négatif et diminue avec l'impulsion transverse, ce qui n'avait jamais été prédit. Ainsi, pour la production du  $\Upsilon$ , les processus COM n'ont pas besoin d'être ajoutés pour reproduire les données. En revanche pour le cas du  $J/\psi$ , qui est moins lourd que le  $\Upsilon$ , il n'est pas sûr que de telles corrections suffisent à prédire totalement la production de  $J/\psi$ . Les auteurs de la référence [52, 72] ont estimé l'influence des corrections supérieures NNLO pour le  $\psi'$  comme le montre la Fig. 1.11. Comme pour le  $\Upsilon$ , les corrections augmentent la production qui est presque reproduite complètement. La référence [53] s'intéresse à calculer ces mêmes corrections dans le cadre du COM. Les corrections obtenues ne sont pas significatives dans ce cas ( $\sim 20\%$ ) en comparaison du désaccord d'un facteur 30 existant entre les données et les prédictions à l'ordre NLO.

<sup>(26)</sup> C'est à dire venant des contribution  $pp \rightarrow \mathcal{Q} + jjj$  où  $j$  est un parton léger (quark ou gluon)

<sup>(27)</sup> c'est à dire 5 vertex dans les diagrammes de Feynman



**Fig. 1.11** – Résultat préliminaire de la production du  $\psi'$  avec des corrections d'ordre supérieur NNLO au CSM [52, 72].

### Coupure dans la voie $s$

Dans beaucoup de processus, il existe un seuil (énergie initiale minimale) en dessous duquel la section efficace de ce processus est nulle. À ce seuil est associée une partie imaginaire de l'amplitude d'interaction et l'on parle dans ce cas de l'existence d'une coupure dans la voie  $s$  ( $s = (k_1 + k_2)^2$  avec  $k_1$  et  $k_2$  les quadri-impulsions au carré des particules en collision,  $s$  correspond à la somme de leur énergie). Ce seuil existe également pour la production du  $J/\psi$  et il est donc légitime de chercher à estimer l'amplitude de la contribution de cette coupure à la partie imaginaire de l'amplitude et donc à la section efficace.

La référence [73] présente une évaluation de cette contribution supplémentaire à l'hadroproduction du  $J/\psi$ . Ceci est effectué en remettant en question l'hypothèse du CSM qui considère que les quarks lourds formant le quarkonium sont *on-shell* [74], c'est à dire sur leur couche de masse. S'ils ne le sont pas, la coupure dans la voie  $s$  usuelle contribue à la partie imaginaire de l'amplitude et doit être considérée de la même manière que la coupure du CSM. En réalité, la coupure sur le canal  $s$  est légèrement plus importante que la contribution de la coupure usuelle en énergie du CSM. Lorsque les paramètres libres sont fixés de telle sorte qu'ils reproduisent les données du Tevatron (Fig. 1.12a), le taux de production du  $J/\psi$  mesuré au RHIC en fonction de l'impulsion transverse est reproduit (Fig. 1.12b).

La contribution de la coupure dans la voie  $s$  permet donc de reproduire les données expérimentales car elle est significativement plus grande que prévue quand les interactions entre les quarks qui lient le charmonium et émettent le gluon de l'état final sont incluses.

### Conclusion

Des grandes incertitudes quant à la production des quarks  $c$  et  $\bar{c}$  persistent encore aujourd'hui. Ces incertitudes se reflètent également sur la production des quarkonia. Il n'existe pas de description théorique consistante qui prédise à la fois les sections efficaces et les mesures de polarisation du charmonium au Tevatron, et la section efficace de PHENIX à RHIC (et notamment leur dépendance en  $p_T$ ). En l'occurrence, d'une part la prédiction faite il y a 10 ans de QCD non relativiste NRQCD sur la polarisation transverse du  $J/\psi$  à grande

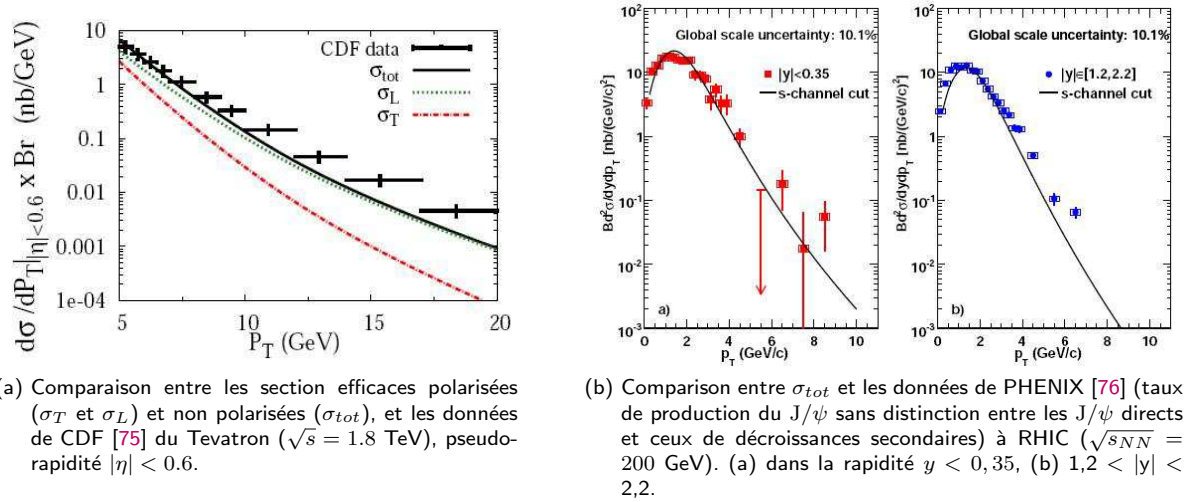


Fig. 1.12 – Résultat de l'ajout de la coupure sur le canal  $s$  au CSM.

impulsion transverse n'est pas validée par les mesures ; d'autre part, NRQCD n'est pas non plus validée car le système du charmonium est trop léger pour que les effets relativistes soient négligés. Les modèles théoriques de production du  $J/\psi$  se concentrent de plus en plus sur les corrections d'ordre supérieur en  $\alpha_s$  dans le but de trouver celle qui leur permettra de reproduire l'amplitude de la production du  $J/\psi$  ainsi que sa polarisation.

Dans le cadre du CSM, calculer des corrections QCD en  $\alpha_s$ , ou relâcher quelques unes des hypothèses basiques en considérant des contributions de coupures sur les canaux  $s$ , par exemple, semble aller en ce sens. Les corrections NNLO augmentent de manière significative le taux de production des quarkonia lourds, ce qui, dans le cas du  $\Upsilon$ , suffit d'ailleurs à expliquer la différence entre les prédictions et les mesures de CDF. De plus, prendre en compte les contributions des corrections dans la voie  $s$  dans le cadre du CSM permet de reproduire le spectre en impulsion transverse des quarkonia jusqu'à des valeurs intermédiaire de l'impulsion transverse au Tevatron et à RHIC. Cette approche sous-estime cependant la section efficace à grandes impulsions transverses.

Pour remédier à ce problème, plusieurs pistes peuvent être approfondies dans le futur. Une observable qui aurait une évolution en  $1/p_T^4$  au LO pour le CSM pourrait être considérée. Un exemple proposé dans la référence [77] serait de s'intéresser à la section efficace du processus  $(gg \text{ ou } pp) \rightarrow J/\psi + c\bar{c}$ . Dans ce cas, peut-être que des transitions de type CSM domineraient sur celles d'octet de couleur et donc le CSM pourrait être testé<sup>(28)</sup>. Une autre mesure discutée dans la référence [78] s'intéresse à l'activité hadronique autour du  $J/\psi$ . Celle-ci permettrait également d'avoir une observable qui évolue en  $1/p_T^4$  au LO. Alors le NLO et le NNLO seraient de véritables corrections (c'est à dire de petite amplitude), ce qui réduirait les incertitudes théoriques. Cette observable est donc très intéressante mais la mesure reste difficile à effectuer.

### I.2.2.8 Fonte séquentielle de résonances plus lourdes, *Feed-down*

Les mesures de production du  $J/\psi$  à RHIC ne distinguent pas les  $J/\psi$  directs de ceux provenant de la décroissance de résonances plus lourdes telles que le  $\psi'$ , le  $\chi_c$  et le méson  $B$ . Il a été prédit [79, 80, 81] qu'environ 60% des  $J/\psi$  dans les collisions hadroniques sont

<sup>(28)</sup> Ceci revient à appliquer des coupures pour tuer le signal venant des octets de couleur.

produits directement. Plus les résonances sont lourdes, plus elles sont sensées fondre à plus basse température. Il est donc important de mesurer la proportion de  $J/\psi$  provenant de ces décroissances afin de pouvoir évaluer correctement le taux de  $J/\psi$  directs.

Plusieurs mesures ont été réalisées par PHENIX afin d'estimer la contribution de la désintégration de résonances lourdes en  $J/\psi$ . Les résultats préliminaires sont regroupés dans le Tab. 1.3. Ces valeurs sont en bon accord avec les calculs théoriques de QCD sur réseau [82].

	mesures (PHENIX préliminaire)	prédictions théoriques
$B \rightarrow J/\psi$	$0,036 \pm 0,025$	$0,02 \pm 0,01$ (extrapolation NLO pQCD)
$\psi' \rightarrow J/\psi$	$0,086 \pm 0,025$	0,08 [82]
$\chi_c \rightarrow J/\psi$	$< 0,42$ (90% C.L.)	0,30 [82]

**Tab. 1.3** – Contributions des états excités du charmonia et mésons B à la production du  $J/\psi$  dans les collisions p+p à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV/c. Les valeurs théoriques ont été obtenues par QCD sur réseau [82].

La Fig. 1.13a montre le rapport de la production du  $\psi'$  sur  $J/\psi$  mesuré à différentes énergies. Les résultats sont compatibles avec les prédictions théoriques NRQCD du COM. La contribution de la désintégration du  $\chi_c$  Fig. 1.13b est compatible avec les précédentes mesures malgré des incertitudes qui restent très larges.

### 1.2.2.9 Production p+p à RHIC

La section efficace de production du  $J/\psi$  a été mesurée sur PHENIX en fonction de la rapidité  $y$  dans les collisions p+p à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV/c [76] (Fig. 1.14a). Celle-ci est comparée à un modèle récent incluant une production dans le cadre du CSM et prenant en compte la contribution du feed-down<sup>(29)</sup>, et un modèle de COM<sup>(30)</sup>, ainsi qu'une distribution d'une double gaussienne ajusté sur les données, qui dépendent des descriptions des distribution de parton et du mécanisme de formation du  $J/\psi$ . Les incertitudes statistiques et systématiques ne permettent pas de distinguer parmi les prédictions. Le meilleur ajustement aux données est utilisé pour calculer l'intégrale de la section efficace de production du  $J/\psi$  qui, comparée aux mesures effectuées à d'autres énergies, peut-être décrite raisonnablement bien par les calculs QCD perturbatifs COM (Fig. 1.14b). Sur ces figures les barres verticales représentent les erreurs statistiques et systématiques décorréelées, les boîtes, les erreurs systématiques corrélées entre les points, et 10% d'erreur systématique globale sont rajoutés. Le rapport de branchement total obtenue est :

$$B_{II}\sigma_{J/\psi} = 178 \pm 3 \text{ (stat)} \pm 53 \text{ (sys)} \pm 18 \text{ (norm)} \text{ nb} \quad (\text{I.24})$$

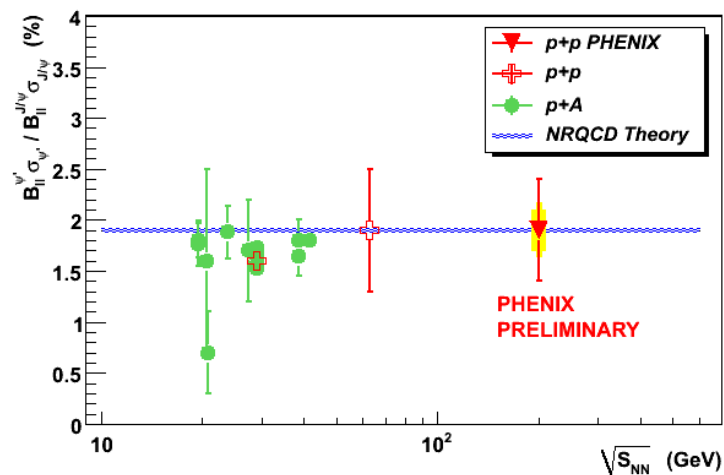
Les prochaines analyses en p+p à RHIC du Run-6 devraient améliorer la précision des mesures et favoriser la distinction entre les prédictions. Le Tévatron devrait également continuer à améliorer la précision de ses résultats, et le LHC bientôt apportera de nouvelles données à plus haute énergie.

### 1.2.3 Effets froids

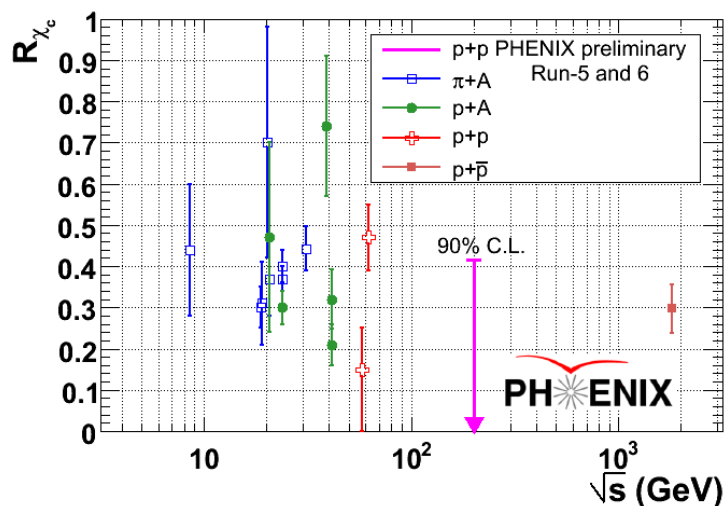
Comme la masse des quarks  $c$  est importante, la création des paires  $c\bar{c}$  ne peut avoir lieu qu'aux tous premiers instants de la collision lorsque les interactions sont de type partonique et

<sup>(29)</sup> Sur la figure s-channel cut

<sup>(30)</sup> Sur la figure NRQCD

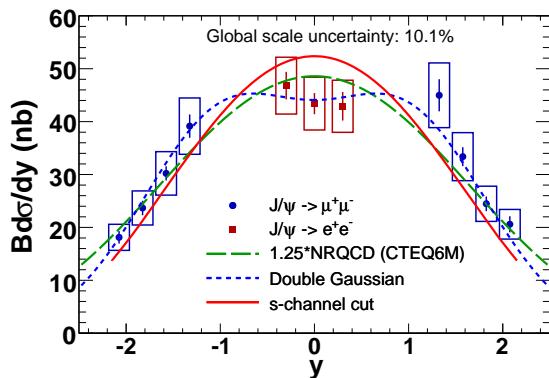


(a) Contribution du  $\psi'$  à la production du  $J/\psi$ .

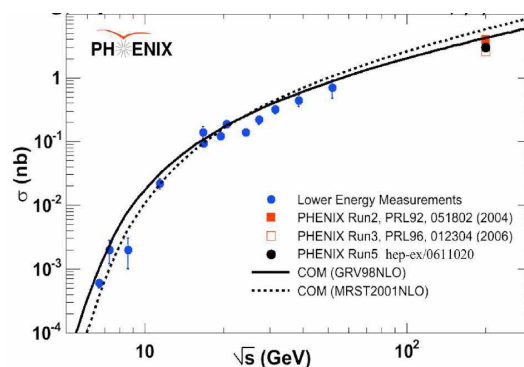


(b) Contribution du  $\chi_c$  à la production du  $J/\psi$ .

Fig. I.13 – Résultats de PHENIX concernant la fonte des résonances lourdes.



(a) Section efficace de production du  $J/\psi$  en fonction de  $y$  dans les collisions  $p+p$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV.



(b) Section efficace totale de production du  $J/\psi$  en fonction de l'énergie de la collisions.

Fig. I.14 – Résultats de PHENIX sur la production du  $J/\psi$  dans les collisions  $p+p$  à 200 GeV.

correspondent à de grands transferts d'énergie. Dans le cadre du COM, un état pré-résonnant existe avant que le  $J/\psi$  soit formé. L'échelle de temps pour que la neutralisation de couleur ait lieu pour former le  $J/\psi$  à partir de cet état est estimé à  $\tau_8 \simeq 1/\sqrt{2m_c\Lambda_{QCD}} \simeq 0,25 \text{ fm}/c$ . Comme les quarks lourds sont formés au début de la collision, le  $J/\psi$  peut-être formé avant la création d'un QGP (2 à 4 fm à RHIC, voir Tab. I.1). Ainsi, la production de  $J/\psi$  pourra être influencée par la formation d'un plasma de quarks et de gluons, mais également par tous les effets nucléaires qui interviennent tout au long de l'évolution de la collision. Certains effets ne font pas intervenir la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Ils doivent être identifiés et soustraits pour mettre en évidence les effets liés seulement à la présence d'un QGP. Ces effets peuvent être mesurés dans les collisions  $p + A$ , ou  $d + A$ , au cours desquelles la densité d'énergie et la température du milieu ne sont pas suffisantes pour qu'un QGP puisse se former.

Ces effets, qui seront qualifiés de froids, peuvent être de plusieurs natures :

- modification de la fonction de distribution des partons (quarks et gluons) dans les noyaux : *shadowing* et *anti-shadowing* des gluons, et saturation, comme le *Color Glass Condensate* (CGC) [83]. Le CGC a lieu à petit  $x$ , avec  $x$  la fraction d'impulsion de ce nucléon portée par le gluon considéré.
- interactions multiples des gluons à l'origine du  $J/\psi$  avec les partons du noyaux : effet Cronin ;
- interactions de la pré-résonance ou du  $J/\psi$  avec les nucléons de la cible ou le projectile : absorption nucléaire.

### I.2.3.1 Modifications des fonctions de distribution de partons

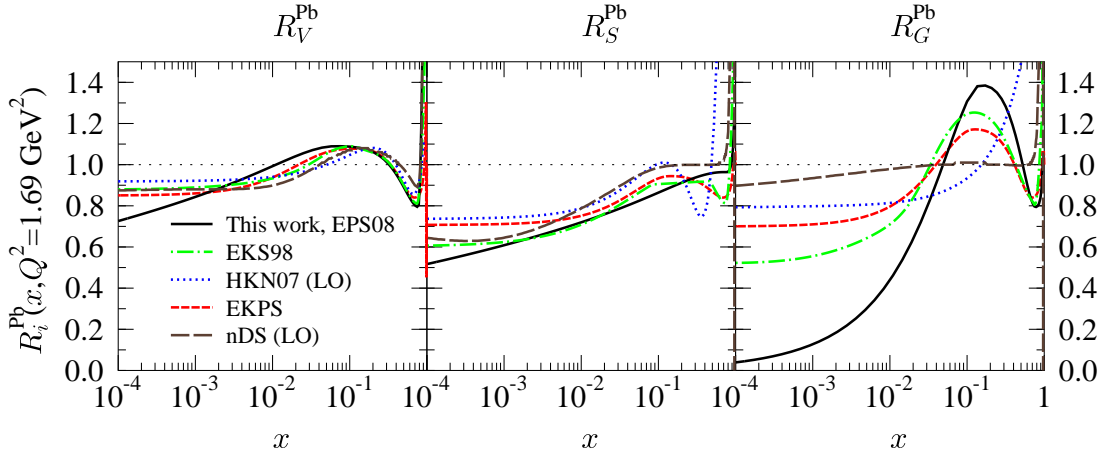
#### Shadowing et anti-shadowing

La présence d'autres nucléons dans le noyau peut modifier la fonction de distribution des partons (quarks et gluons au sein du nucléon). Ces distributions (PDF) décrivent la probabilité de trouver un parton dans un nucléon portant la fraction  $x$  de l'impulsion de ce nucléon. Celles-ci interviennent dans le calcul perturbatif de la section efficace de production des paires  $c\bar{c}$  (voir Fig. I.9). La grande densité de partons dans les noyaux d'ions lourds peut donner lieu à une diminution (*shadowing*) ou une augmentation (*anti-shadowing*) du taux de production selon le domaine en  $x$  considéré. La production de quarkonia lourds est surtout influencée par les PDF des gluons aux énergies du RHIC. Une nouvelle analyse des contributions au *shadowing* des distributions de partons nucléaires nPDF a été récemment effectuée [84]. Les améliorations portent sur l'utilisation dans les équations globales d'évolution Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Paris (DGLAP) [85, 86, 87] à l'ordre dominant les informations de diffusion profondément inélastique (DIS) lepton-nucléon relatives à la production de Drell-Yan [88]<sup>(31)</sup> en di-lepton dans les collisions proton-nucléon utilisées traditionnellement, ainsi que des mesures de production de hadrons à grande impulsion transverse à RHIC en d+Au de STAR et de BRAHMS<sup>(32)</sup>. Une comparaison des résultats de cette description (EPS08) avec celles proposées antérieurement est réalisée Fig. I.15. Ces nouveaux résultats présentent un *shadowing* des gluons plus important pour le régime des petits  $x$ . Remarque : cette étude est limitée à  $p_T \geq 2 \text{ GeV}$  car pour  $p_T < 2 \text{ GeV}$ , l'analyse globale ne peut pas reproduire les

<sup>(31)</sup>  $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$  où le mécanisme d'annihilation se fait par échange d'un photon virtuel

<sup>(32)</sup> L'extraction des nPDFs en n'utilisant que les informations de DIS donnerait un meilleur ajustement mais les données n'ont pas une précision suffisante pour le moment dans le domaine cinématique  $Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$  à  $x \leq 0,01$ .

données de BRAHMS à rapidité vers l'avant puisque le traitement perturbatif n'y est pas valable.



**Fig. 1.15** – Comparaison des modifications moyennes des quarks de valence et de la mer, ainsi que des gluons à  $Q^2 = 1,69 \text{ GeV}^2$  pour des noyaux Pb à partir des analyses LO DGLAP globales EKS98, HKN07, nDS, EPS08 et NLO EKPS [84].

### Saturation à petit $x$ : le CGC

Lorsque l'énergie des collisions ou la taille des noyaux augmente, la densité de partons dans le noyau augmente également, et les gluons deviennent de plus en plus prédominants. Lorsque l'énergie dépasse un certain seuil, les fonctions d'ondes des partons se chevauchent et percolent<sup>(33)</sup> [89, 23, 22, 90, 91] en produisant un réseau d'interconnexions. Le CGC [92, 93, 94, 95] permet de décrire les conditions initiales des collisions d'ions lourds et de prendre en compte les effets nucléaires (shadowing, saturation). Cependant, l'effet de la résolution de l'échelle des partons sur la production de quarkonia dépend du modèle considéré. Le CGC est d'autant plus important que l'échelle d'observation est petite, c'est à dire pour le régime des très petits  $x$ . Ce domaine sera d'avantage sondé au LHC qu'il ne peut l'être à RHIC, compte tenu de l'énergie plus élevée des collisions.

#### I.2.3.2 Effet Cronin

Lorsqu'ils traversent le noyau, les partons sont diffusés de façon multiple avant de produire le  $J/\psi$ . Les gluons du projectile entrent en collision avec plusieurs nucléons de la cible en échangeant de l'impulsion transverse à chaque vertex de collision. Du fait de ces collisions, l'impulsion transverse moyenne des gluons (et donc des  $J/\psi$  qui en résultent) est plus grande que dans le cas de collisions p+p. Cette augmentation est proportionnelle à la quantité de matière nucléaire traversée par le  $J/\psi$  : c'est l'effet Cronin [96]. Celui-ci peut-être caractérisé par l'Eq. (I.25) :

$$\langle p_T^2 \rangle = \langle p_T^2 \rangle_{pp} + \alpha_{gN} L \quad (\text{I.25})$$

avec  $\alpha_{gN}$  la section efficace de l'interaction gluon-nucléon et  $\langle p_T^2 \rangle_{pp}$  l'impulsion transverse moyenne au carré échangée dans une interaction gluon-nucléon des collisions p+p.

<sup>(33)</sup> La percolation au sein de la saturation est caractérisée par la création de liens, à partir d'un certain seuil, entre les différentes paires de quark anti-quarks. La répartition des paires s'assimile à un réseau.



### 1.2.3.3 Absorption nucléaire

L'absorption nucléaire diminue la section efficace de production totale du  $J/\psi$ . Elle est modélisée par une section efficace d'absorption<sup>(34)</sup> et ajustée sur les données. Après la création de la paire  $c\bar{c}$ , la pré-résonance ou le  $J/\psi$  peuvent interagir avec les nucléons de la cible ou du projectile et se dissocier pour former après fragmentation une paire  $D\bar{D}$ . Si la pré-résonance interagit de manière incohérente avec les nucléons le long de la trajectoire, sa probabilité de survie  $S^{abs}$  et la section efficace de production du  $J/\psi$  dans les collisions A+B ( $\sigma_{J/\psi}^{AB}$ ) par rapport à celle dans des collisions nucléon-nucléon ( $\sigma_{J/\psi}^{NN}$ ) peuvent être représentées par les Eqs. (I.26) et (I.27) [50, 97] :

$$S_{AB}^{abs} = \exp[-\rho_0 \sigma_{abs} L(A, B)] \quad (I.26)$$

$$\frac{\sigma_{J/\psi}^{AB}}{\sigma_{J/\psi}^{NN}} = AB \times S_{AB}^{abs} \quad (I.27)$$

avec  $\rho_0$  la densité de matière nucléaire,  $\sigma_{abs}$  la section efficace d'absorption effective, et  $L(A, B)$  la distance effective parcourue dans la matière nucléaire. Une estimation quantitative de  $\sigma_{abs}$  pour la pré-résonance et le  $J/\psi$  a été réalisée par D. Kharzeev et H. Satz [50] :

$$\sigma_{J/\psi}^{abs} = 2,5 - 3 \text{ mb} \quad (I.28)$$

$$\sigma_{c\bar{c}g}^{abs} = 6 - 7 \text{ mb} \quad (I.29)$$

Cette absorption peut-être modifiée par des effets de cohérence entre les interactions sur des nucléons différents, et donner lieu à son annulation partielle [98, 99, 100] (effet de Landau-Pomeranchuk-Migdal<sup>(35)</sup>). Il est possible d'extrapoler l'influence de l'absorption nucléaire mesurée dans des collisions p+A ou d+A par exemple, à des collisions multiples Au+Au à l'aide d'un modèle de Glauber (voir paragraphe 1.1.3.5). Les comparaisons avec les résultats expérimentaux seront présentées au paragraphe 1.2.3.5. L'influence de l'absorption nucléaire sur la production de  $J/\psi$  devrait diminuer lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente car le temps de croisement des noyaux diminue [101]. Ce phénomène n'est pour l'instant pas observé dans les données [102].

### 1.2.3.4 Absorption par les co-voyageurs (*comovers*)

Un état charmonium produit dans une collision primaire nucléon-nucléon peut-être dissocié par des interactions avec les constituants présents dans le milieu à n'importe quelle étape de la collision. Si un grand nombre de particules covoyageantes avec le charmonium, la production de celui-ci peut être diminuée par les interactions avec celles-ci. Ce phénomène sera décrit davantage dans le paragraphe 1.2.4 car il peut intervenir tout au long de la collision sans distinction entre diffusion hadronique ou partonique du QGP.

### 1.2.3.5 Résultats expérimentaux

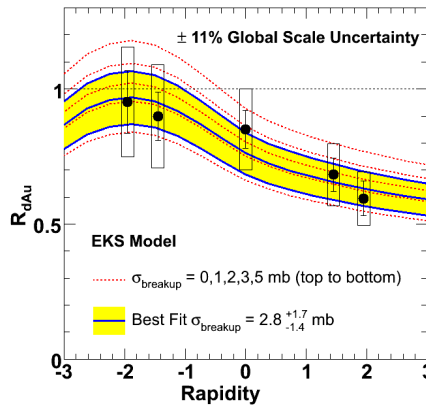
#### Shadowing

PHENIX a mesuré la production du  $J/\psi$  dans des collisions d+Au [103] où seuls des effets froids interviennent. La Fig. 1.16 montre le rapport de modification nucléaire du  $J/\psi$  en

<sup>(34)</sup> Ou de dissociation, selon les auteurs

<sup>(35)</sup> L'effet des diffusions multiples coulombienne avec les nucléons voisins réduit la production de paires et par bremsstrahlung.

fonction de la rapidité comparé à un modèle de shadowing (EKS) [104]. Les  $J/\psi$  émis à rapidité négative, c'est à dire dans la direction de propagation des noyaux d'or, correspondent à un gluon du noyau d'or de grand  $x$ . Dans cette région les modifications nucléaires peuvent être modélisées par de l'anti-shadowing. Au contraire, à rapidité positive, dans la direction de propagation du noyau de deuteron, les petits  $x$  du noyau d'or sont sondés. C'est dans cette région que le shadowing est attendu. La dépendance en rapidité est prise en compte dans ce modèle et l'amplitude générale est prise en compte par une section efficace de dissociation,  $\sigma_{breakup}^{(36)}$ , ajustée aux données. Cet ajustement donne pour valeur la plus probable, dans le cadre de ce modèle,  $\sigma_{breakup} = 2,8_{-1.4}^{+1.7}$  mb. Ajouter la dépendance en impulsion transverse au modèle EKS comme dans la référence [105] modifie peu la prédiction car le spectre en impulsion transverse mesurée par PHENIX dans les collisions p+p à 200 GeV dans le centre de masse est dominé par les  $p_T < 2$  GeV [76].



**Fig. 1.16** – Facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  dans les collisions d+Au [103] à 200 GeV,  $R_{dAu}$ , en fonction de la rapidité, comparé à un exemple de modèle théorique de shadowing [104] pour différentes valeurs de  $\sigma_{breakup}$ . La bande représente l'amplitude des valeurs qui reproduisent les données à une déviation standard. D'autres modèles tels que [106] ou [107] donnent des résultats différents mais proches.

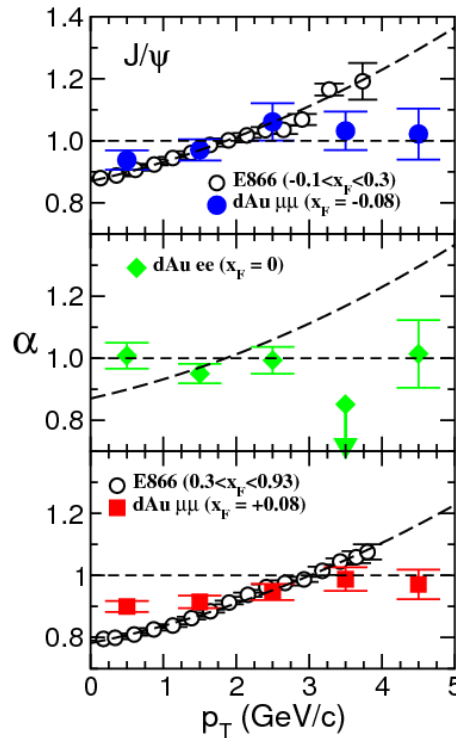
La suppression plus grande à rapidité positive qu'à rapidité nulle peut également être expliquée par la saturation de gluons à petit  $x$  (CGC). En effet, le CGC prédit une suppression similaire à celle des modèles de shadowing standards pour les petits  $x$ , par contre il ne prédit pas d'augmentation (de type anti-shadowing) à grand  $x$ , c'est à dire à rapidité négative. Différencier effets de shadowing traditionnels et CGC n'est pas facile dans la mesure où la section efficace d'absorption ajustée en plus peut compenser l'anti-shadowing attendu à grand  $x$  et par ailleurs absent du CGC. En revanche, pour les collisions Au+Au, les prédictions sont différentes pour le shadowing et le CGC. Pour les modèles standards, le shadowing des gluons d'un noyau est largement éliminé par l'anti-shadowing des gluons d'un autre noyau, ce qui résulte en une dépendance plate en fonction de la rapidité. Dans le cadre du CGC au contraire, une suppression plus importante est attendue à rapidité positive, du fait de l'absence d'anti-shadowing à grand  $x$ . Dans tous les cas, davantage de données d+Au sont nécessaires pour contraindre les modèles et les interpréter correctement.

### Effet Cronin

La Fig. 1.17 présente la paramétrisation  $\alpha$ , la section efficace de l'interaction gluon-nucléon, en fonction de l'impulsion transverse pour différentes régions en  $x_F$  pour les mesures de

<sup>(36)</sup>  $\sigma_{breakup}$  est équivalent à  $\sigma_{abs}$  dans les Eqs. (I.26) et (I.28)

PHENIX à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV en d+Au [103] ainsi qu'un ajustement (lignes en pointillé) aux données de E866 à  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  GeV [108].  $x_F$  est défini par  $x_F = x_1 - x_2$ , avec  $x_1$  la fraction d'impulsion du gluon dans le noyau de deutéron.  $\alpha$  est obtenue par un ajustement aux données supposant la dépendance de la section efficace avec la masse  $A$  de la forme  $\sigma_{dA} = \sigma_{pp} \times (2A)^\alpha$ . Pour des valeurs de  $x_F$  négatives, l'augmentation de  $\alpha$  en fonction de l'impulsion transverse est compatible avec celle des données de plus basse énergie. Cela correspond à une augmentation du  $p_T$  moyen au carré entre les collisions p+p et les collisions d+A, attribuée à l'effet Cronin. Pour des données à  $x_F$  positif, et plus encore à  $x_F$  nul, la dépendance de  $\alpha$  avec  $p_T$  semble davantage plate, ce qui traduit le fait que le  $p_T$  moyen au carré est inchangé entre p+p et d+Au.



**Fig. 1.17** –  $\alpha$  en fonction de l'impulsion transverse pour les données d+Au mesurées par PHENIX et l'expérience E866 pour trois régions en  $x_F$ .

### Absorption nucléaire

Les expériences au SPS comme NA38, NA50 et NA60, et à RHIC avec PHENIX ont toutes les deux essayé d'estimer la section efficace d'absorption en mesurant la production du  $J/\psi$  dans des collisions où le QGP ne peut pas être formé. D'autres expériences préalables s'y étaient attachées (pour une liste exhaustive, voir [102]). Il se trouve que la section efficace mesurée varie fortement entre les expériences. Un ajustement de tous les résultats de rapidité nulle d'hadro-production et de lepto-production sur cible fixe, basé sur le modèle de Glauber et sur une analyse statistique, a été réalisé dans la référence [102]. La section efficace d'absorption résultante est de  $\sigma_{abs} = 3.4 \pm 0.2$  mb, ce qui est relativement petit comparé à d'autres estimations (par exemple la référence [109] trouve une section efficace d'absorption  $\sigma_{abs} = 6,9 \pm 1,0$  mb à partir des collisions nucléon-nucléon et la référence [110] trouve  $\sigma_{abs} = 4,2 \pm 0,5$  mb en utilisant les données p+A). La valeur de  $\sigma_{abs}$  semble varier tellement entre les prédictions théoriques en fonction du choix des ajustements des paramètres et des données utilisées dans l'ajustement, qu'elle n'est finalement peut-être pas la variable sur laquelle les

théories devraient se focaliser. En effet, les variables intéressantes sont sensées être utiles pour qualifier et caractériser le milieu et les phénomènes entrant en jeu.  $\sigma_{abs}$  ne semble pas être de ce type car le même phénomène physique (l'absorption) conduit à des valeurs de  $\sigma_{abs}$  différentes. Cette variable est toujours associée au modèle et aux paramètres utilisés pour la calculer (notamment les PDFs). À modèle identique, l'étude de sa variation en fonction de l'énergie des collisions n'en reste pas moins intéressante.

#### I.2.4 Effets chauds

Plusieurs effets sont susceptibles de modifier la production du  $J/\psi$  dans la phase de plasma de quarks et de gluons. Ce sont ces effets qui doivent être mis en évidence pour pouvoir s'assurer que le milieu formé est bien un QGP. Les effets chauds peuvent être classés en trois catégories :

- écrantage de couleur et/ou dissociation des paires  $c\bar{c}$  ou du  $J/\psi$  par les partons thermiques du QGP ;
- interactions avec les particules secondaires co-voyageantes *comovers* ;
- recombinaison du  $J/\psi$  à partir de paires non corrélées du QGP soit tout au long de l'évolution de celui-ci, soit au moment de la transition de phase inverse vers un milieu de nature hadronique ;

##### I.2.4.1 Écrantage de couleur

Si le milieu produit dans les collisions nucléaires de haute énergie est un QGP de QCD statistique, alors le QGP dissociera par écrantage de couleur les charmonia produits dans les collisions primaires nucléons-nucléons. En effet, le champ de couleur entre les quarks lourds se modifie à cause de la présence du milieu où les charges ne sont plus confinées (voir paragraphe 1.1.2). Les liaisons des paires  $c\bar{c}$  produites dans les collisions nucléon-nucléon sont détruites par l'écrantage de couleur et la production de charme ouvert est favorisée par rapport à la production du charme fermé. Le nombre de quarks charmés thermiques est plus faible que le nombre de quarks légers, et donc les  $c$  et  $\bar{c}$  issus de l'interaction parton-parton initiale se lieront majoritairement avec de tels quarks légers pour former des mésons charmés ouverts [42].

Une conséquence de l'écrantage de couleur est la dissociation séquentielle des états du charmonium en fonction de la température du milieu ou de la densité d'énergie. Si la densité transverse de nucléons participants dépasse un certain seuil critique, la paire de quark anti-quark ne peut pas s'hadroniser dans un état de charmonium [111] et sa production diminue. Il s'agit d'un effet de fonte séquentielle qui suggère qu'à certaines températures et densités de participants, le  $J/\psi$  et ses états associés vont se dissocier [112], faisant apparaître des paliers dans leur taux de production, ce qui devrait permettre de mesurer les caractéristiques du milieu.

De récents calculs de QCD sur réseau [46] indiquent que le  $J/\psi$  devrait fondre à partir de  $\sim 1.22 T_C$ , correspondant à la température à partir de laquelle la largeur de la paire  $c\bar{c}$  est deux fois plus grande que celle lorsque le  $J/\psi$  se forme. Les mesures actuelles de la production du  $J/\psi$  en Au+Au à RHIC n'ont pas une précision suffisante pour permettre de confirmer ou d'infirmer l'observation d'un tel palier.

#### 1.2.4.2 Co-voyageurs (*comovers*)

La diffusion inélastique du charmonium sur les particules se déplaçant avec lui (co-voyageurs) pourrait le dissocier tous au long de la collision [113, 114, 115, 116] : la dissociation par les co-voyageurs peut avoir lieu dans la phase confinée avec des interactions hadroniques, ou dans la phase déconfinée avec des interactions partoniques. Si les états de charmonium se déplacent et interagissent aléatoirement dans le milieu, le taux de survie est approximativement donné par :

$$S_i \simeq \exp[-\sigma_i \cdot n \cdot \tau_0 \cdot \ln(n/n_f)] \quad (\text{I.30})$$

avec  $\sigma_i$  la section efficace de dissociation,  $n$  la densité initiale du milieu après le temps initial de formation  $\tau_0$ , et  $n_f$  la densité du milieu au moment du gel thermique, lorsque les interactions s'arrêtent. Comme la section efficace de dissociation du  $J/\psi$  dans des collisions de gluons est grande [117] et la densité de gluons élevée, la suppression de charmonium sera élevée dans un milieu déconfiné, même s'il n'est pas thermalisé. Dans un QGP en équilibre, cet effet s'ajoute à l'effet d'écrantage de couleur par la présence des quarks légers et l'échange de gluons thermiques.

#### 1.2.4.3 Coalescence

Dans la phase d'hadronisation du QGP, des charmonia peuvent se former par liaison d'un quark  $c$  et d'un quark  $\bar{c}$  provenant de différentes collisions gluon-gluon. Si le nombre total de paires  $c\bar{c}$  disponibles excède considérablement leur abondance thermique, la recombinaison statistique des quarks libres en  $J/\psi$  ne peut plus être négligée devant la production de charme ouvert [118, 119] (ni devant la production de  $J/\psi$  directs, d'autant plus si celle-ci est supprimée par d'autres mécanismes). Il faut pour cela que la densité globale de charme à l'hadronisation soit suffisamment grande et que la probabilité de liaison des quarks charmés de différentes sources soit suffisamment large, ce qui peut être le cas dans les collisions centrales Au+Au à 200 GeV car le nombre de paires  $c\bar{c}$  présentes est de  $N_{c\bar{c}} \simeq 10 - 20$  [120]. D'autre part, il se peut que la production de  $J/\psi$  par recombinaison soit plus importante à rapidité nulle qu'à rapidité positive si le nombre de paires  $c\bar{c}$  y est effectivement plus important. Ce phénomène prédit l'augmentation du taux de production du  $J/\psi$  en fonction de la centralité lorsque le nombre de collisions binaires, et donc de paires  $c\bar{c}$  augmente.

Les premiers modèles de recombinaison ne considéraient cette relation qu'en sens unique et l'ajoutaient à l'écrantage de couleur. Ce processus de recombinaison pourrait en réalité être associé au processus inverse de dissociation [121] différent de l'écrantage de couleur de par la nature des gluons mis en jeu :

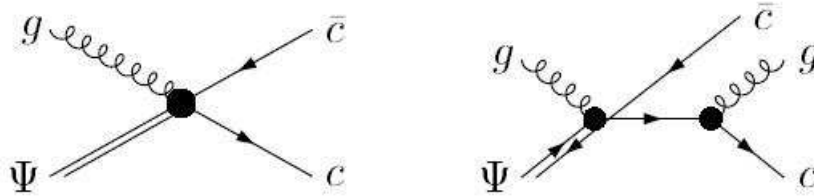


Dans la référence citée, toutes les réactions interviennent dans la phase de QGP : les collisions dures initiales de partons contribuent à plus qu'un ordre de grandeur au nombre de quarks charmés créés par rapport à ceux créés pendant la phase thermique de plasma. D'autres modèles incluent de la recombinaison statistique principalement au dessus d'une température suffisamment grande  $T_c$  [122], en supposant que le  $J/\psi$  survit au delà de  $T_c$  [123]. Ces modèles ont deux composantes intervenant dans la production de charmonium dans les collisions d'ions lourds avec un scénario d'évolution thermique :

- la production directe, venant des collisions primordiales N+N, sensible à la suppression nucléaire dans le plasma mais aussi à l'étape hadronique ;

- la production secondaire, par recombinaison statistique des quarks  $c$  et  $\bar{c}$  à l'étape de transition hadronique, uniquement sensible à la dissociation hadronique.

La Fig. 1.18 représente les réactions de dissociation du  $J/\psi$  lors de l'interaction avec un parton, à gauche pour la dissociation hadronique seule, processus QCD LO, et à droite pour la dissociation quasi libre qui représente le processus NLO.



**Fig. 1.18** – Réactions de dissociation des charmonia par interactions partoniques. À gauche : dissociation gluonique représentant le processus de QCD à l'ordre dominant LO de gluo-dissociation [124, 125]; à droite : la dissociation quasi libre qui représente le processus à l'ordre suivant NLO de la dissociation [126].

La dissociation gluonique se distingue de l'écrantage de couleur mais en est affecté. En effet, lorsque la température augmente, l'écrantage de couleur augmente la largeur du  $J/\psi$ , et l'énergie moyenne des gluons thermiques augmente également. Ces deux tendances favorisent les dissociations indiquées sur la Fig. 1.18. L'écrantage de couleur et la dissociation gluonique peuvent alors être vus comme deux représentations d'un phénomène qui a lieu dans des conditions différentes. Le  $J/\psi$  évolue avec l'augmentation de la température (à cause de l'écrantage de couleur) dans une résonance dont la largeur augmente petit à petit, et le temps de vie diminue parallèlement à cause de la dissociation gluonique. À température suffisamment grande, le temps de vie du  $J/\psi$  devient négligeable.

D'autre part, il existe une séparation cinématique entre les gluons responsables de l'écrantage et ceux responsables de la dissociation :

- Le potentiel de couleur est généré par des gluons virtuels ponctuels, comme des gluons dont le quadri-vecteur d'impulsion est négatif  $Q^2 \leq 0$ . Dans le milieu, ces gluons sont écrantés ce qui diminue le potentiel qu'ils fournissent. Les quarkonia sont donc moins liés (énergie de liaison plus petite).
- Les gluons qui dissocient un quarkonium lié sont des gluons *on-shell* venant du bain thermique dont le quadri-vecteur d'impulsion (ou la masse invariante) au carré est positif  $Q^2 > 0$ .

La dissociation peut en fait également être induite par les quarks selon le processus :

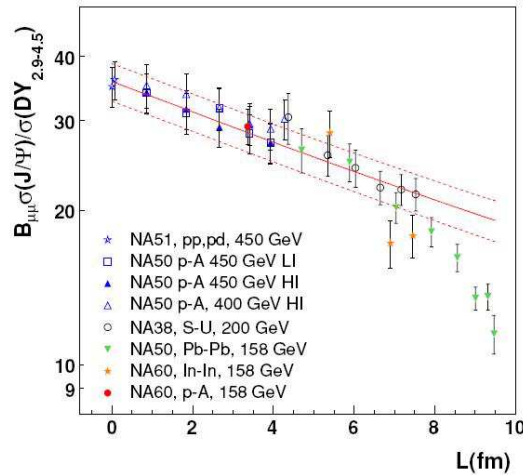
$$q + J/\psi \rightarrow c + \bar{c} + q \quad (\text{I.32})$$

Remarque : il est possible de regarder la séparation entre les types de gluons d'un autre point de vue : en considérant le propagateur du  $J/\psi$  ou la fonction spectrale, l'écrantage affectant les énergies de liaison, détermine les changements dans la masse du  $J/\psi$ , alors que la dissociation affecte la largeur de dissociation du  $J/\psi$ .

## I.2.4.4 Résultats expérimentaux

## I.2.4.5 SPS

Des mesures extensives de la production du  $J/\psi$  ont été réalisées au SPS pour les collisions S+U (NA38) à  $\sqrt{s_{NN}} = 19,4$  GeV, pour les collisions Pb+Pb (NA50) à  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  GeV [127], ainsi que pour un ensemble de collisions p+A utilisées comme références. La Fig. 1.19 présente la production du  $J/\psi$  relative à celle des paires de Drell-Yan en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée  $L^{(37)}$  qui rend compte de l'absorption nucléaire normale (car ce processus ne devrait pas être affecté par la présence d'un plasma de quarks et gluons). Les taux de production du  $J/\psi$  dans les collisions p+A sont correctement reproduits par un mécanisme d'absorption nucléaire normale. La production du  $J/\psi$  dans les collisions S+U à  $\sqrt{s_{NN}} = 20$  GeV est également compatible avec celle-ci. En revanche, la production de  $J/\psi$  dans les collisions Pb+Pb en fonction de la centralité montre un changement de pente indiquant le début d'une suppression du  $J/\psi$  anormale. Celle-ci est plus importante que ce que les extrapolations de l'absorption nucléaire théorique (basées sur un modèle de Glauber) [128, 129] avaient prédit si le milieu formé n'était pas un QGP. Alors que les résultats périphériques sont compatibles avec les résultats extrapolés de p+A, à partir d'une certaine centralité, une réduction additionnelle de 20 à 40% [129] apparaît. Les collisions In+In montrent également un détachement anormal de la suppression du  $J/\psi$  à une centralité correspondant à celle de S+U.

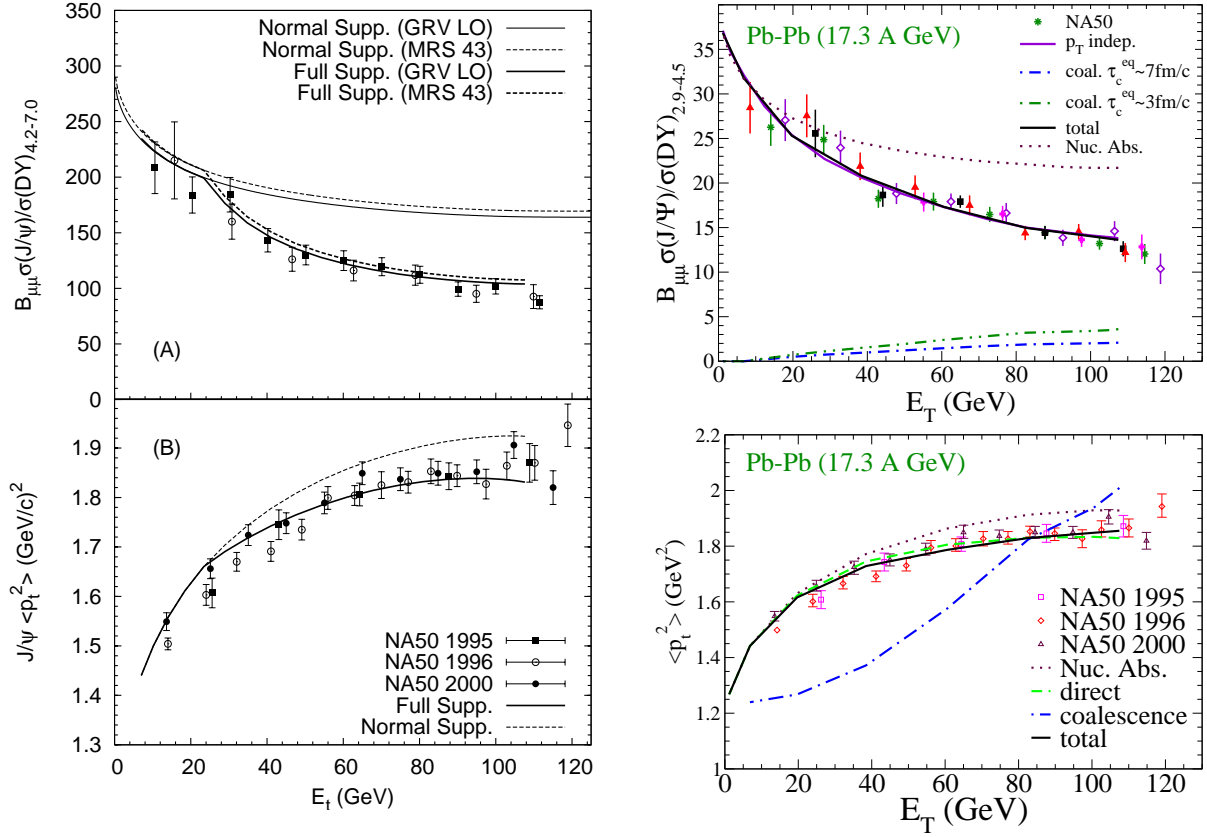


**Fig. 1.19** – Compilation des mesures de production dans les collisions p+A et noyau-noyau à SPS rapportées à la production du Drell-Yan, renormalisées quand nécessaire à l'énergie incidente de 158 GeV. Les lignes indiquent les résultats d'un ajustement de Glauber aux données p+A et la taille de l'erreur associée.

Plusieurs modèles tentent d'expliquer les résultats de SPS [130]. La Fig. 1.20 montre les prédictions d'un modèle hydrodynamique d'évolution où intervient soit la dissociation gluonique dans un QGP (panneaux de gauche) [131], soit une boule de feu en expansion avec de la dissociation quasi libre dans le QGP associée à de la dissociation par des mésons de la phase hadronique [123, 132] (panneaux de droite). Les panneaux du haut présentent le facteur de modification nucléaire en fonction de la centralité et de l'énergie transverse des particules mesurées. Les panneaux du bas présentent la dépendance en centralité de l'impulsion transverse moyenne au carré des  $J/\psi$ . L'amplitude générale de la suppression de NA50 est bien reproduite par ces modèles. La contribution venant de la recombinaison s'avère petite.

La Fig. 1.21 montre la production de  $J/\psi$  dans les collisions In+In rapportée à la production

<sup>(37)</sup> déterminée par une analyse de Glauber de l'énergie déposé dans le calorimètre à zéro degré ou l'énergie transverse.

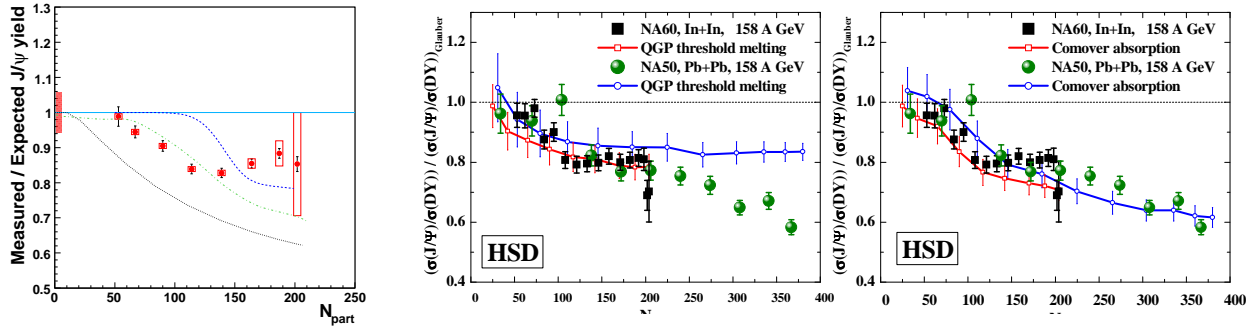


**Fig. 1.20** – Production du  $J/\psi$  dans les collisions Pb+Pb à SPS en fonction de l'énergie transverse avec plusieurs prédictions (voir texte) : (haut) rapport de modification nucléaire, et (bas) impulsion transverse moyenne au carré.

attendue en ne considérant que les effets froids. Cela permet de tester les modèles de fonte séquentielle. Les modèles de co-voyageurs [116] et les scénarios de seuil [89] ne reproduisent pas les données de SPS car ils nécessitent une énergie de co-voyageurs trop grande dans les collisions centrales, bien au delà de la valeur typique de  $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  associée à la transition de phase. Les interactions de co-voyageurs doivent donc être interprétées au moins en partie comme des interactions partoniques. Les courbes des modèles de co-voyageurs [116] et de fonte séquentielle [89] ne reproduisent pas les données alors que le modèle basé sur l'équation de taux thermique dans un QGP et une phase hadronique [123, 133] montre un accord avec les données du SPS jusqu'à  $N_{part} = 150$ . La suppression au SPS a été revisitée avec un modèle de transport basé sur les cordes dynamiques de hadrons (HSD) [134] qui prend en compte la suppression par la fonte séquentielle et les co-voyageurs. Ce scénario (panneau gauche de la Fig. 1.21) montre un accord similaire à la prédiction de l'équation de taux thermique du panneau gauche. Lorsque le HSD est associé à l'absorption par les co-voyageurs (panneau de droite de la Fig. 1.21 de droite), l'accord avec les données semble encore meilleur.

Enfin, les données du SPS sont également très bien reproduites par un modèle de gaz de hadrons résonants [138] dans les conditions des expériences d'ions lourds ultra-relativistes. Les propriétés d'un tel gaz sont très proches de la région d'une transition de phase estimée par les calculs de QCD sur réseau. La suppression observée par les expériences NA38 et NA50 est reproduite par ce modèle par la courbe de 4 mb, l. Selon de tels modèles, la transition vers un QGP n'a donc pas eu lieu au SPS mais les conditions de la matière observées sont





**Fig. I.21** – Gauche : Production du  $J/\psi$  mesuré par NA60 dans les collisions In+In à 158 GeV au SPS [135] comparée à des prédictions théoriques basées sur (a) un scénario de fonte séquentielle dans un QGP [89] (ligne supérieur en pointillée), (b) suppression dans le QGP et la phase hadronique dans une boule de feu thermique [133] (ligne centrale en tireté), et (c) dans un modèle de co-voyageurs [116] (ligne inférieure). Tous ces modèles sont en relativement bon accord avec les données de NA50 pour les collisions Pb+Pb. Droite : Production du  $J/\psi$  dans les collisions Pb+Pb [136] et In+In [137] obtenue avec le modèle de transport HSD [134] en utilisant également soit un scénario de fonte séquentielle dans un QGP (centre) soit un modèle de co-voyageurs (droite).

très proche de cette transition.

#### 1.2.4.6 RHIC

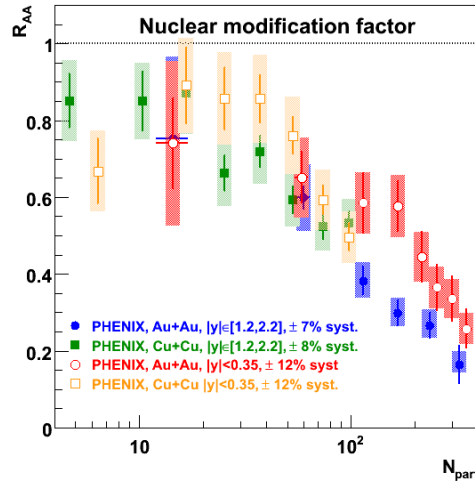
À RHIC, l'énergie des collisions est dix fois supérieures à celle au SPS. La plus grande densité de gluons devrait (selon les modèles d'écrantage ou de dissociation par interaction avec les co-voyageurs) donner lieu à une plus grande suppression de la production du  $J/\psi$ . À l'inverse, la production de charme à RHIC devrait être plus importante qu'au SPS, et de ce fait, la contribution des  $J/\psi$  produits par recombinaison devrait également y être plus importante. Cependant, cette prédiction est très sensible à la section efficace de production du charme ouvert qui possède de grandes incertitudes expérimentales.

La Fig. 1.22 de gauche montre le facteur de modification nucléaire en fonction du nombre de participants  $N_{part}$  pour les collisions Cu+Cu [139] et Au+Au [140] à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. La production du  $J/\psi$  est supprimée dès  $N_{part} = 100$ . Cette suppression atteint un facteur trois pour les collisions les plus centrales par rapport aux collisions p+p. La suppression observée est plus importante à rapidité positive qu'à rapidité nulle.

Des modèles de HSD associés à la fonte séquentielle ou à l'interaction avec les co-voyageurs [141] surestiment la suppression à RHIC et la tendance en fonction de la rapidité est inversée. Ces modèles considèrent principalement une contribution directe venant des premières collisions (dures) parton-parton, sensibles à l'absorption nucléaire, au plasma de quark et gluon, et à la dissociation hadronique. D'autres mécanismes semblent donc devoir être ajoutés à ces effets pour reproduire la production du  $J/\psi$  à RHIC.

#### Extrapolation des effets froids

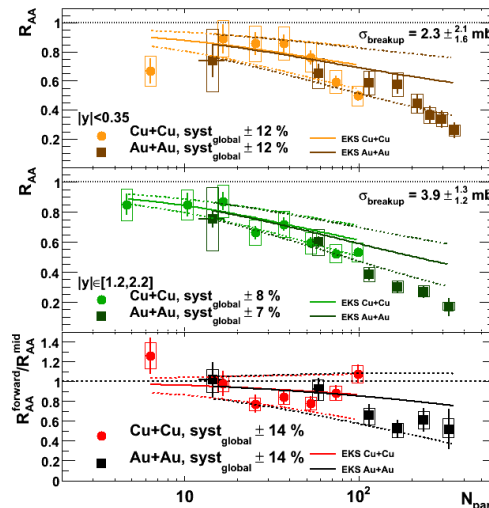
Quantifier l'influence des effets froids sur les mesures est essentiel pour comprendre correctement la production de  $J/\psi$  dans des collisions A+A. Il est possible d'extrapoler les effets froids mesurés dans les collisions d+Au aux collisions Au+Au à l'aide du modèle de shadowing utilisé à cette occasion et de la section efficace d'absorption nucléaire obtenue pour ce modèle. Une description normale des CNM donne des prédictions similaires pour la rapidité



**Fig. 1.22** – Facteur de modification nucléaire en fonction du nombre de participants  $N_{part}$  pour les collisions Cu+Cu [139] et Au+Au [140] à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV à rapidité nulle et à rapidité positive.

nulle et la rapidité positive. À l'inverse, pour un modèle sans anti-shadowing, la suppression prédite vers l'avant sera plus forte, comme mesurée en Au+Au. Ainsi, la saturation de gluons ou un modèle de shadowing sans anti-shadowing pourrait expliquer la suppression différente de la production de  $J/\psi$  vers l'avant et à rapidité nulle.

La Fig. 1.23 compare les rapports de modification nucléaire en fonction du nombre de participants mesurés pour les collisions Au+Au et Cu+Cu et les effets froids extrapolés à partir des données d+Au en utilisant le modèle de shadowing EKS [104] et la section efficace de dissociation correspondante, pour chaque type de collision. Le dernier panneau montre le rapport de  $R_{AA}$  entre la rapidité positive et la rapidité nulle et la tendance de la production à être supprimée davantage à rapidité positive qu'à rapidité nulle. Ces rapports sont dans la limite du rapport des effets froids, compte tenu des incertitudes de ces derniers.



**Fig. 1.23** – Rapport de modification nucléaire de la production du  $J/\psi$  mesuré par PHENIX dans les collisions Au+Au [140] et Cu+Cu [139]. Les lignes correspondent à un modèle de shadowing EKS auquel est ajouté une section efficace d'absorption nucléaire ajustée sur les données d+Au, l'ensemble étant extrapolé aux collisions Cu+Cu et Au+Au.

Une autre manière de quantifier les effets froids consiste à se baser sur les mesures expéri-

mentales dans les collisions d+Au [76] uniquement. Cette approche fait l’hypothèse qu’un seul facteur de modification paramétrise tous les effets froids, et qu’il est une fonction simple de la position du  $J/\psi$  par rapport au centre du noyau selon un modèle de Glauber [142]. Cette quantification a pour avantage de ne pas dépendre d’un modèle de shadowing spécifique, ni d’une section efficace de dissociation spécifique. Elle ne se sert que du paramètre d’impact mesuré et postule que les effets froids affectant la production de  $J/\psi$  en Au+Au à une rapidité donnée sont le produit des modifications mesurées en d+Au à cette même rapidité par ceux mesurés à rapidité opposée (Au+d) selon l’Eq. (I.33)

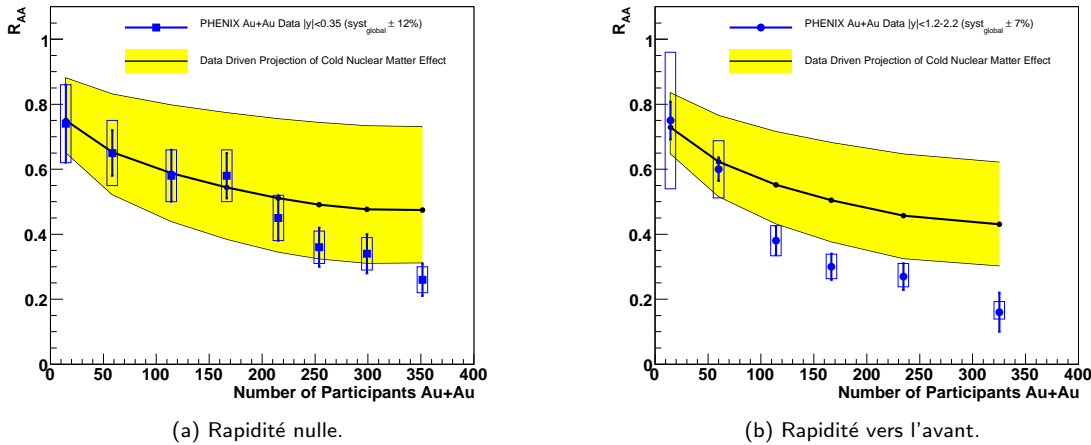
$$R_{AuAu}(y, b_{AuAu}) = \sum_{i=1}^{N_{coll}} \left( R_{dAu}(-y, b_1^i) \times R_{dAu}(+y, b_2^i) \right) / N_{coll}. \quad (\text{I.33})$$

L’Eq. (I.33) s’applique à chaque collision Au+Au ayant lieu à un paramètre d’impact  $b_{AuAu}$  donné. Les collisions nucléon-nucléon élémentaires sont distribuées aléatoirement (selon des densités nucléaires Woods-Saxon) et fournissent les coordonnées  $b_1^i$  et  $b_2^i$  pour chaque collisions  $i$ , par rapport au centre du noyau 1 et du noyau 2.

L’Eq. (I.33) semble raisonnable pour les effets de shadowing et d’absorption considérés<sup>(38)</sup> car la production de quarkonia est alors proportionnelle aux distributions de partons (pdf) et à la longueur moyenne parcourue (somme des longueur dans chaque noyau) :

$$R_{AuAu} \propto pdf_1 \times pdf_2 \times \exp(-\rho\sigma(L_1 + L_2)).$$

Le résultat de cette extrapolation est présenté Fig. I.24a et Fig. I.24b pour la rapidité nulle et vers l’avant respectivement.



**Fig. I.24** – Extrapolation des effets droits mesurés dans les collisions d+Au aux collisions Au+Au basée uniquement sur les données expérimentales [142] en fonction du nombre de participant, à rapidité nulle (gauche) et à rapidité positive (droite).

Compte tenu des grandes incertitudes des données d+Au à partir desquelles les effets froids sont estimés, il n’est pas sûr que la différence entre rapidité nulle et rapidité positive ne puisse pas être entièrement expliquée par les effets froids traditionnels (c’est à dire shadowing et section efficace de dissociation). Les prochaines données d+Au, qui correspondent à la prise de donnée 2008 à RHIC et possèdent une statistique trente fois supérieure à celle des résultats

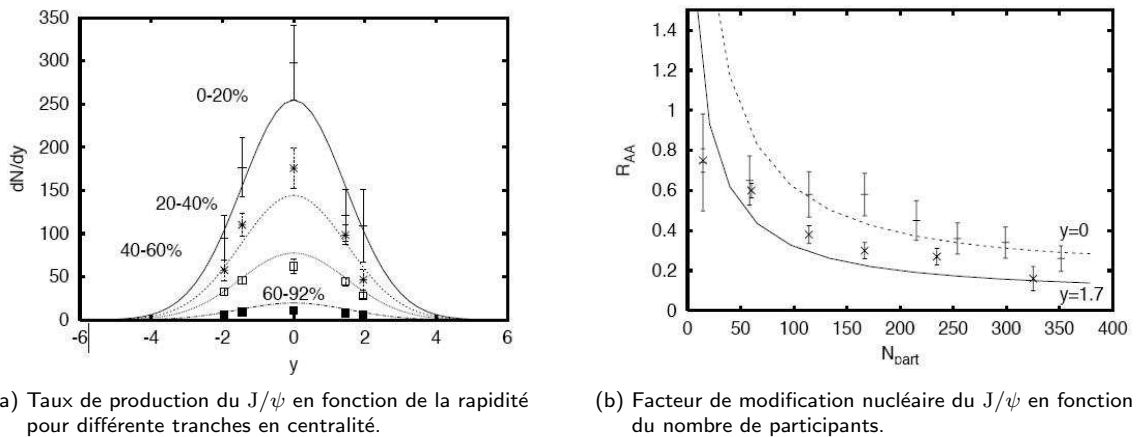
<sup>(38)</sup> La même hypothèse est utilisée dans les modèles traditionnels de shadowing.

actuels, devraient permettre de contraindre davantage les prédictions des effets froids et conclure plus précisément. Si la diminution du  $R_{AuAu}$  est plus importante que celle prédite en ne prenant en compte que les effets froids, comme cela est possible au vu de la Fig. 1.24b pour les collisions centrales notamment à rapidité positive, d'autres effets doivent être ajoutés pour reproduire les données Au+Au. Les paragraphes suivants décrivent plusieurs de ces effets supplémentaires.

### Saturation à petit $x$

Comme expliqué au paragraphe 1.2.3.1, l'intervention d'effets froids de type CGC (saturation de gluons à petits  $x$ ), est plus importante vers l'avant. Ils permettraient donc d'expliquer la suppression de la production du  $J/\psi$  plus grande à rapidité positive qu'à rapidité nulle. Cependant, le domaine en  $x$  sondé à RHIC n'est peut-être pas suffisamment petit pour qu'une telle saturation ait lieu.

La Fig. 1.25 présente les prédictions d'un modèle de saturation gluonique [143] pour la production du  $J/\psi$  dans les collisions Au+Au à 200 GeV. Notons que le modèle comporte un paramètre libre qui est ajusté sur le taux de production des données de la centralité [40,60]%. La forme de la dépendance en rapidité Fig. 1.25a et en centralité Fig. 1.25b de la production du  $J/\psi$  est bien reproduite par ce modèle et laisse un peu de place pour rajouter des effets chauds du milieu compte tenu du paramètre libre.

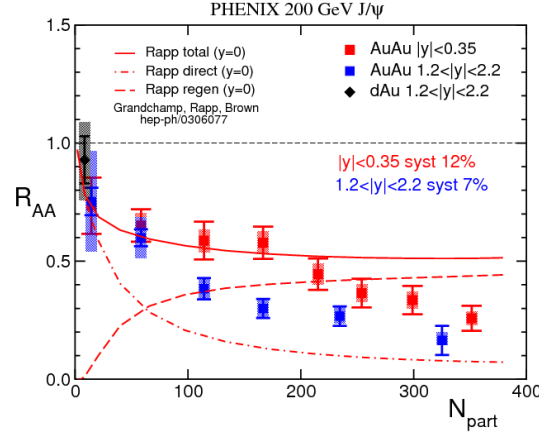


**Fig. 1.25** – Production du  $J/\psi$  dans les collisions Au+Au mesuré par PHENIX à rapidité nulle et positive [140] comparée aux prédictions de effets de la saturation de gluons [143].

### Recombinaison

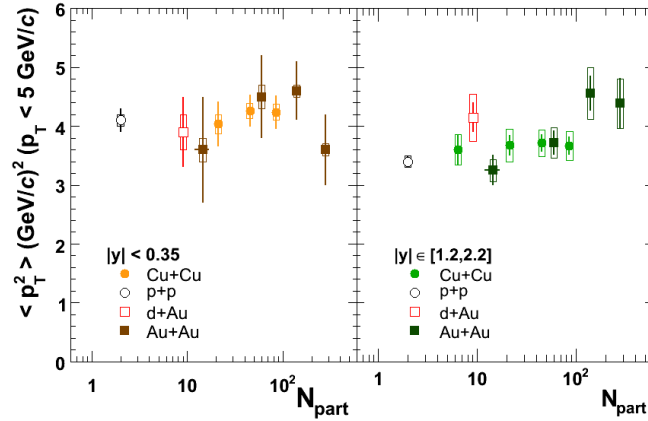
Les modèles qui prennent en considération la recombinaison prédisent une recombinaison moins importante de  $J/\psi$  vers l'avant car la densité de charme ouvert  $y$  est plus faible. Ils pourraient donc expliquer la dépendance de la suppression en fonction de la rapidité. La Fig. 1.26 donne un exemple de prédiction à rapidité nulle d'un modèle incluant la production directe du  $J/\psi$  ainsi que la recombinaison [123] qui reproduisait les données du SPS en Pb+Pb. Ce modèle parvient à reproduire la suppression jusqu'à  $N_{part} \simeq 200$  mais semble manquer la suppression dans les événements les plus centraux.

La Fig. 1.27 montre l'impulsion transverse moyenne au carré du  $J/\psi$  en fonction du nombre de participants pour tous les systèmes mesurés à RHIC. Celle-ci semble être plate à ra-



**Fig. I.26** – Facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  en fonction du nombre de participants mesuré par PHENIX dans les collisions Au+Au [140] comparé à une prédiction incluant la production directe et recombinaison des  $J/\psi$  [123].

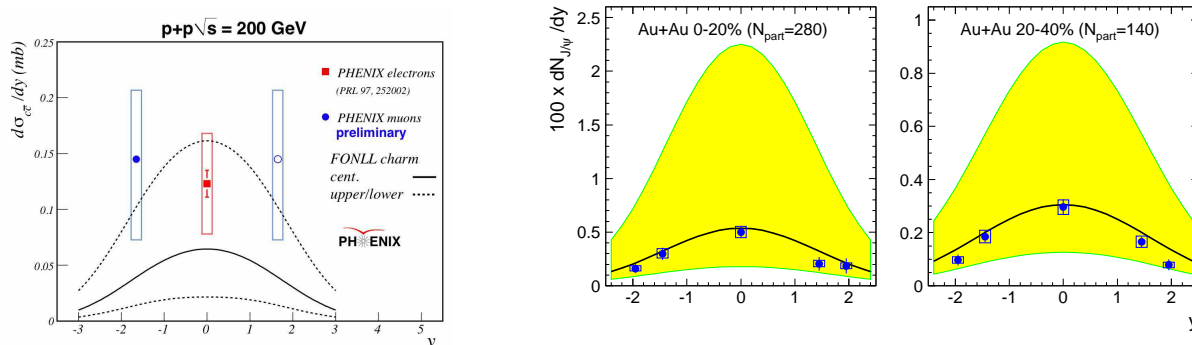
pidité nulle, et pourrait augmenter légèrement à rapidité positive, mais dans les deux cas les incertitudes expérimentales sont grandes. Les effets froids devraient augmenter l'impulsion transverse moyenne au carré à cause des diffusions multiples des partons initiaux (effet Cronin). Les modèles de recombinaison, eux, suggèrent l'effet inverse dans la mesure où l'impulsion transverse du  $J/\psi$  proviendrait des quarks charmés recombinaison, qui sont majoritairement émis à petite impulsion transverse. D'autres effets pouvant influencer l'impulsion transverse peuvent être présents dans un QGP. Par exemple, les  $J/\psi$  directs de grande impulsion transverse pourraient s'échapper dans les premiers instants de la collision et ne pas être soumis aux effets du plasma décrits plus haut (écranage, dissociation par interaction avec les co-voyageurs).



**Fig. I.27** – Impulsion transverse au carré du  $J/\psi$  en fonction du nombre de participants toutes les collisions mesurées par PHENIX ) 200 GeV [139].

La Fig. 1.28b montre la dépendance en rapidité de la production du  $J/\psi$  dans les collisions Au+Au à RHIC [140] pour les collisions centrales à gauche et la centralité [20,40]% à droite. Les modèles utilisés reposent sur l'hadronisation statistique [144]. La ligne centrale et la bande colorée correspondent à la section efficace du charme ouvert calculée en pQCD et à son erreur :  $\sigma_{pp}^{c\bar{c}} = 256_{146}^{400} \mu\text{b}$  [145]. Les modèles de recombinaison sont très sensibles à la section efficace du charme ouvert. La Fig. 1.28a montre le taux invariant de production de charme ouvert en fonction de la rapidité. Les mesures sont compatibles avec les prédictions théoriques. Celles-ci manquent de contraintes : la section efficace de production du charme

est pour l'instant mal connue.



(a) Mesures du charme ouvert par PHENIX et STAR en fonction de la rapidité comparées à des prédictions FONLL.

(b) Production du  $J/\psi$  en fonction de la rapidité dans les collisions Au+Au par PHENIX.

**Fig. 1.28** – Gauche : incertitudes théoriques sur la production de charme. Droite : influence sur la prédiction d'un modèle de recombinaison [144] pour la production du  $J/\psi$ .

### Shadowing et co-voyageurs

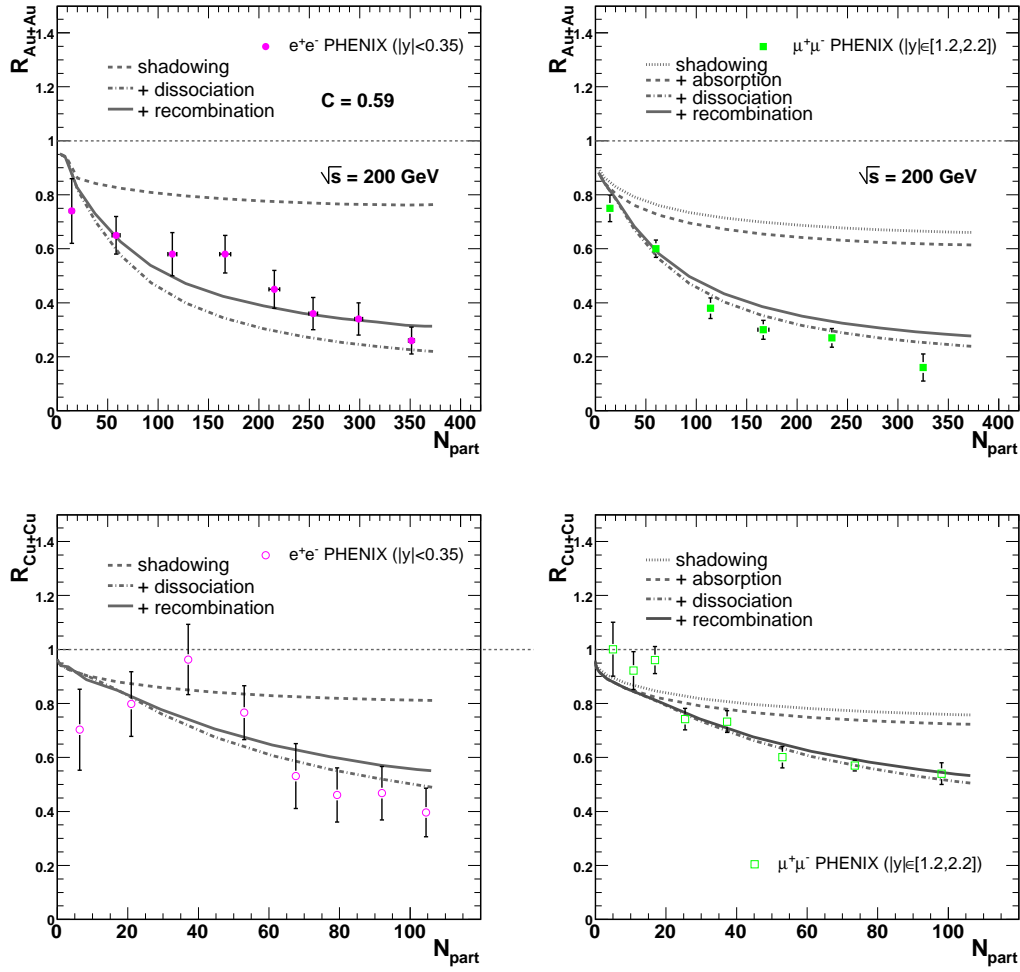
La Fig. 1.29 présente l'évaluation de la dépendance en rapidité à l'aide d'un modèle d'interaction avec les co-voyageurs [146] qui inclue les effets suivant :

- shadowing,
- diffusions multiple Schwimmer [147],
- conservation énergie-impulsion,
- recombinaison.

La dissociation par les co-voyageurs directs supprime le  $J/\psi$  presque autant à rapidité nulle et à rapidité positive : la plus grande densité à rapidité nulle est compensée à rapidité positive par le shadowing qui y est, lui, plus important. Les effets froids reproduisent les données Cu+Cu et Au+Au à rapidité avant ainsi qu'à rapidité nulle si des effets de recombinaison sont également pris en compte.

### Recombinaison associée à la dissociation gluonique

La Fig. 1.30 représente le rapport de modification nucléaire et l'impulsion transverse au carré du  $J/\psi$  mesurés par PHENIX en fonction de la centralité de la collision. Ces mesures sont comparées aux prédictions de modèles associant recombinaison et dissociation gluonique présentés au paragraphe 1.2.4.3. Les deux modèles reproduisent correctement l'évolution de l'impulsion transverse mais le modèle de dissociation quasi libre dans une boule de feu en expansion thermique avec l'énergie de liaison du milieu [123, 132] semble mieux reproduire les mesures du taux de production du  $J/\psi$ , notamment pour les collisions centrales. Les conclusions sont les mêmes si ces modèles sont comparés aux résultats finaux [140] plutôt que préliminaires. La recombinaison des quarks charmés pourrait compenser l'effet Cronin et les effets de fuite (*leakage effect*) comme l'explique la référence [148, 132]. Les prédictions n'ont pas été réalisées vers l'avant pour l'instant, mais il sera intéressant de vérifier si c'est



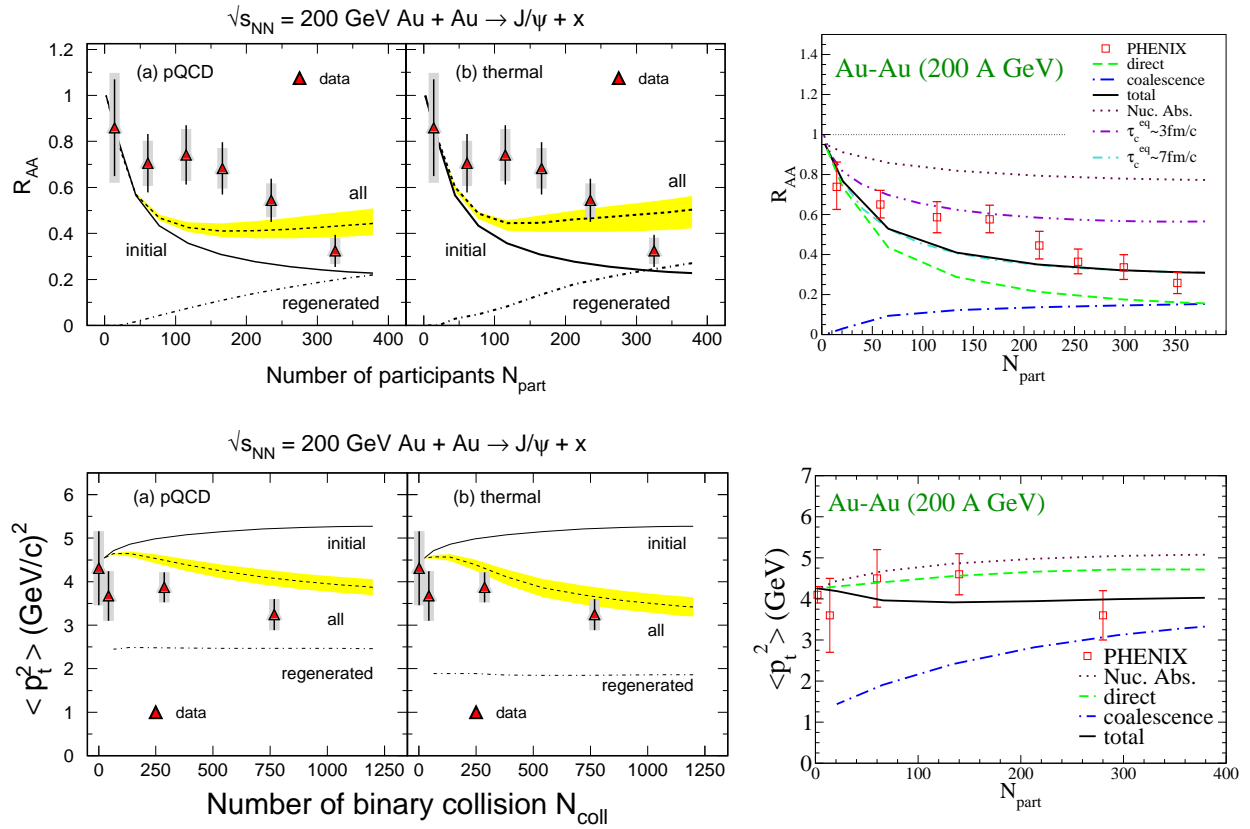
**Fig. I.29** – Facteur de modification nucléaire en fonction du nombre de participants mesuré par PHENIX dans les collisions Au+Au [140] comparé à des prédictions incluant shadowing, absorption, dissociation, et recombinaison [146].

également le cas à cette rapidité.

## Conclusion

En somme, plusieurs modèles pourraient expliquer la production du  $J/\psi$ . Pour distinguer ceux-ci et affiner les prédictions, des mesures plus précises du rapport de modification nucléaire ou de la production du  $J/\psi$  à haute impulsion transverse seraient utiles. D'autre part, la mesure des sections efficaces de production du  $\chi_c$  et du  $\psi'$ , ainsi que du charme ouvert sont nécessaires. En effet, toutes ces prédictions concernent les  $J/\psi$  directs et ne prennent pas en compte les  $J/\psi$  issus de la décroissance des résonances plus lourdes. En revanche, les mesures incluent l'ensemble des  $J/\psi$  mesurés et ne distinguent pas entre ces deux origines.

Une autre possibilité consisterait à identifier d'autres observables du  $J/\psi$  permettant de discriminer entre ces modèles. C'est notamment le cas du flot elliptique  $v_2$  du  $J/\psi$ , comme il est décrit dans le paragraphe 1.1.3.4.



**Fig. 1.30** – Production du  $J/\psi$  dans les collisions Au+Au à RHIC calculée selon des équations de taux cinétique dans un milieu en évolution thermique, ce qui correspond à l'approche comparée aux données de SPS à la Fig. 1.21. Panneaux de gauche : dissociation gluonique dans une simulation dynamique [149, 148] avec l'énergie de liaison dans le vide. Panneaux de droite : dissociation quasi libre dans une boule de feu en expansion thermique avec l'énergie de liaison du milieu [123, 132]. Les panneaux du haut montrent le facteur de modification nucléaire en fonction du nombre de participants pour les taux de production du  $J/\psi$  inclusifs. Les panneaux du bas montrent la dépendance en centralité de l'impulsion transverse moyenne du  $J/\psi$  au carré. Les données correspondent aux données préliminaires [140, 150] mais les conclusions ne changent pas avec les données finales. Ces prédictions n'ont été réalisées que pour la rapidité nulle.

### I.3 Une observable : l'asymétrie azimutale

Un des objectifs du programme expérimental de RHIC est de générer un système très dense de particules fortement en interactions. Si les particules formées dans les collisions primaires sont suffisamment diffusées, un équilibre thermique peut-être atteint très rapidement. Le milieu se comportera alors comme un fluide et non comme un nuage de particules libres et les particules observées à l'état final devraient laisser transparaître des signes de comportement collectifs tel que du flot.



### I.3.1 Le flot elliptique

#### I.3.1.1 Définition

Dans les collisions non centrales, la production primaire de particules est isotropique en azimut, mais comme la région d'interaction est, elle, anisotropique dans l'espace des positions, les collisions secondaires peuvent engendrer une distribution des particules finales anisotropique dans l'espace d'impulsion. En effet, celles qui cherchent à s'échapper du plan de réaction ont en moyenne une distance plus grande à parcourir dans la région dense que les particules qui se déplacent le long du plan de réaction (voir Fig. 1.5 qui décrit la géométrie de la collision). Pour un domaine en impulsion transverse donné, plus de particules sont donc émises dans le plan de la réaction que perpendiculairement à celui-ci. Cela génère un flot elliptique positif.

Dans le cadre de l'hydrodynamique (qui sera décrite plus en détail dans le paragraphe 1.3.2), l'anisotropie elliptique peut être comprise en terme de gradients de pression. La pression moyenne, et par conséquent la vitesse collective du fluide, est plus grande dans le plan de réaction que perpendiculaire à celui-ci. Ceci entraîne une plus grande impulsion moyenne et donc plus de particules émises dans le plan de réaction pour une impulsion transverse donnée.

Quantitativement, le flot elliptique correspond au second coefficient  $v_2(p_T)$  de la transformation de Fourier du taux de production de particules en fonction de l'angle d'azimut en  $\phi - \psi$  mesuré par rapport à l'angle du plan de réaction  $\psi$  :

$$\frac{dN_i}{dy p_T d\phi} = \frac{dN_i}{2\pi dy dp_T} [1 + 2v_1(p_T) \cos((\phi - \psi)) + 2v_2(p_T) \cos(2 \times (\phi - \psi)) + \dots] \quad (\text{I.34})$$

avec  $i$  la particule étudiée (par exemple le  $J/\psi$ ). Le paramètre  $v_1$  correspond au flot direct. Dans les collisions centrales qui possèdent une symétrie cylindrique autour de l'axe des faisceaux,  $v_1$  et  $v_2$  disparaissent. Dans des systèmes de collisions symétriques, les coefficients impairs valent zéro à rapidité nulle. À cause de la résolution finie du plan de réaction [151], les termes d'ordre supérieur à  $v_2$  disparaissent dans l'anisotropie mesurée (notamment pour la mesure du  $v_2$  du  $J/\psi$ ) et sont également ignorés. Pour cette raison, il est attendu que l'anisotropie soit dominée par le flot elliptique,  $v_2$ .

#### I.3.1.2 Temps de formation du flot

L'asymétrie spatiale de la densité de matière dans la zone de recouvrement des noyaux peut être quantifiée à l'aide de l'excentricité  $\epsilon = (\langle y^2 - x^2 \rangle) / (\langle y^2 + x^2 \rangle)$  (voir Fig. 1.5). Pour une taille transverse du système  $\bar{R}$  ( $1/\bar{R} = \sqrt{1/\langle x^2 \rangle + 1/\langle y^2 \rangle}$ ), le mouvement collectif du fluide se développe avec un temps caractéristique  $t \simeq \bar{R}/\langle c_s \rangle$ , où  $c_s$  est la vitesse du son dans le milieu, c'est à dire la vitesse de propagation de petites perturbations au sein de celui-ci. Au bout de  $t = R/c_s$ , l'énergie et l'entropie du fluide sont essentiellement constantes.  $R/c_s$  est également le temps caractéristique de création du flot elliptique et  $v_2$  à  $t = T/c_s$  est typiquement égal à la moitié de sa valeur finale [152]. En prenant  $c_s = 1/\sqrt{3}$ , la valeur numérique pour  $R/c_s$  dans une collision Au+Au est  $t = 3,6$  fm/c pour une collision centrale ( $b = 0$ ), et  $t = 2,7$  fm/c pour  $b = 7$  fm. Ainsi, une large anisotropie elliptique et une grande valeur de  $v_2$  sont considérées comme un signe de rediffusions importantes et de l'apparition de pression dans les premiers instants de la collision. La thermalisation du milieu est alors rapide. En effet, si la thermalisation dure longtemps (quelques fm/c), les particules formées

dans les collisions primaires peuvent se déplacer significativement dans le plan transverse et les arguments géométriques présentés en début de paragraphe 1.3.1 pour contraindre la forme initiale de la collision ne sont alors plus valides. Le flot attendu serait plus faible, voire nul. De la même manière, si la transition de phase a lieu rapidement ( $t$  petit) alors le flot elliptique est majoritairement formé après cette transition.

La plupart des modèles d'hydrodynamique (tels que décrits dans le paragraphe 1.3.2) font l'hypothèse d'un libre parcours moyen nul, et donc d'un temps de thermalisation extrêmement court. Pour les raisons décrites dans le paragraphe précédent, ils ne sont donc capables que de prédire une valeur maximale du flot elliptique. À l'inverse, si le temps de thermalisation est long, de tels modèles ne peuvent pas être appliqués parce que les conditions du système au moment de l'équilibre, conditions initiales des modèles d'hydrodynamique, sont alors inconnues.

### 1.3.2 Notions d'hydrodynamique

Une approche de type hydrodynamique des propriétés et de l'évolution du milieu formé fournit un cadre théorique particulièrement adapté à la description des comportements collectifs donnant lieu au flot elliptique décrit dans le paragraphe précédent. Le comportement collectif du milieu est caractérisé par une corrélation entre la position et l'impulsion des particules qui le constituent. Dans un modèle hydrodynamique, ces corrélations se manifestent comme un champ de vitesses longitudinales non nulles.

L'hydrodynamique permet de relier :

- les lois de conservation de l'énergie, l'impulsion et des courants de charge,
- l'équation d'état du milieu,
- les propriétés thermodynamiques de ce milieu telles que sa viscosité, sa conductivité thermique, etc.

Les propriétés de la matière et son mouvement collectif sont intimement connectés. Étudier le mouvement collectif des particules produites dans les collisions renseignera sur l'équation d'état de la matière nucléaire. En pratique, ceci est une tâche difficile à cause de la nature non linéaire des équations d'hydrodynamique et de l'évolution précise inconnue des collisions d'ions lourds.

Les modèles hydrodynamiques reposent essentiellement sur l'équation d'état à l'équilibre pour résoudre les équations de mouvement. Une fois que l'équation d'état et que l'état initial d'évolution sont définis, l'expansion dynamique est déterminée et il n'est pas nécessaire de connaître les détails des interactions au niveau microscopique. L'application de l'hydrodynamique suppose généralement les propriétés du fluide proches de celles d'un fluide idéal (voir paragraphe 1.3.2.1), à savoir : équilibre local cinétique et chimique, sans effets de dissipation. Le paragraphe 1.3.3.2 présente les différents modèles qui reproduisent ou non les données et notamment les conditions pour lesquelles les modèles de fluide hydrodynamique parfaits s'appliquent.

### I.3.2.1 Approximation des fluides idéaux

Les équations de mouvement de l'hydrodynamique des fluides relativistes sont l'expression de la conservation locale de l'énergie, de l'impulsion et des charges<sup>(39)</sup> [153] :

$$\partial_\mu \mathbf{T}^{\mu\nu} = 0 \quad (\text{I.35})$$

et

$$\partial_\mu j_i^\mu = 0 \quad (\text{I.36})$$

avec  $\mathbf{T}^{\mu\nu}$  le tenseur énergie-impulsion, et  $j_i^\mu$ ,  $i = 1, \dots, n$  les quadri-courants de conservation des charges. Le tenseur énergie-impulsion est décrit par l'Eq. (I.37)

$$\mathbf{T}^{\mu\nu} = \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 E} p^\mu p^\nu f(x, \mathbf{p}) \quad (\text{I.37})$$

avec  $p$ , la pression, et  $f(x, \mathbf{p})$  la densité de particules à  $(x, \mathbf{p})$  donnée par unité de volume.

Dans l'approximation des fluides idéaux, tous les effets de dissipation comme la viscosité ou la conductivité thermique sont négligés, et le système est supposé être toujours en équilibre cinétique. Le tenseur énergie-impulsion et les courants de charge  $j_i^\mu$  peuvent alors s'exprimer comme les Eqs. (I.38) et (I.39) :

$$\mathbf{T}^{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu} \quad (\text{I.38})$$

$$j_i^\mu = n_i u^\mu \quad (\text{I.39})$$

avec  $\epsilon$ , et  $n_i$  respectivement la densité d'énergie, et le nombre de densité de charge  $i$  dans le référentiel local du fluide,  $u^\mu$ , la quadri-vitesse du fluide, et  $g^{\mu\nu}$  le tenseur métrique<sup>(40)</sup>.

Pour compléter le système d'équations, l'équation d'état à l'équilibre relie la pression aux densités :  $p = p(\epsilon, n_1, \dots, n_n)$ . Ce sont les données expérimentales qui permettent de contraindre l'équation d'état.

Des effets de dissipations et de viscosité peuvent en principe être rajoutés à la situation d'équilibre thermique local mais sont difficiles à implémenter.

Différents modèles définissent le temps de thermalisation ou les grandeurs de pression et de densité rattachées à l'hydrodynamique. Parmi ces modèles, les plus répandus sont les modèles géométriques, les modèles de cascades de partons ou des modèles de dynamiques de fluides. Ils seront détaillés dans le paragraphe I.3.3.

### I.3.2.2 Dynamique des fluides relativistes

De la matière nucléaire très dense et chaude serait formée dans les collisions centrales d'ions lourds à haute énergie (une discussion des implications peut être lue dans la référence [154]). Dans le début des années 1970, il était communément admis qu'elle devait être compressée et chauffée en générant des ondes de chocs qui pourraient être calculées avec l'aide de la dynamique des fluides. D'un point de vue expérimental, une étude des particules émises dans ces collisions devrait donner des indices sur la nature de ce milieu dense et chaud.

L'application de la dynamique relativiste des fluides a été réalisée à la fois par rapport au flot transverse [155] et par rapport à l'échappement sous pression de la matière perpendiculairement au plan de réaction [156] (voir aussi la revue [157]). La majorité des codes de

<sup>(39)</sup> Les charges ici sont des grandeurs au sens large, caractéristiques du milieu, qui sont conservées lors de la collision : charge électrique, nombre baryonique, isospin, etc.

<sup>(40)</sup> En relativité restreinte celui-ci est la matrice diagonale  $(-c^2, 1, 1, 1)$

simulation de dynamique des fluides relativistes utilisent la formule de Cooper-Frye pour calculer des spectres à l'état de gel [158]. Le flot elliptique aux énergies ultra-relativistes a été pour la première fois discuté en 1992 comme étant un effet de la dynamique des fluides [159]. L'intérêt principal du flot elliptique repose sur une échelle de temps petite pendant lequel il est généré et par conséquent sa sensibilité à l'équation d'état du milieu [160, 161]. L'implémentation de la dynamique des fluides relativistes idéaux a été réalisée dans le cadre de modèles à 3+1 dimensions [162, 163, 164].

Un des problèmes de l'application de la dynamique des fluides relativistes idéaux est que la reproduction du spectre en impulsion transverse des particules observées nécessite l'utilisation d'une température de gel thermique de 130 MeV, alors que les rapports de particules mesurés suggèrent une température de gel chimique de 160 MeV. Le gel chimique devrait avoir lieu avant le gel thermique dans la mesure où le type de particules devraient d'abord se stabiliser avant leurs interaction. Ce problème peut être dissimulé par renormalisation ad-hoc du spectre de certaines particules telles que les kaons ou les protons, comme dans les deux approches suivantes :

- Équilibre chimique partiel : introduction d'un potentiel chimique ad-hoc relatif à chaque hadron, à la température où le taux de production de ce hadron s'annule. Ces modèles ne reproduisent pas correctement la dépendance en impulsion transverse et en masse du flot elliptique.
- Modèle hybride d'hydrodynamique et description microscopique : la phase hadronique est traitée via un calcul microscopique basé sur l'équation de Boltzmann ce qui permet de séparer les hadrons au moment du gel chimique en fonction de leur saveur. Cette approche reproduit relativement bien les spectres de production et de flot elliptique et sera détaillée au paragraphe 1.3.3.

Actuellement, le développement le plus répandu de la dynamique des fluides relativistes est une implémentation visqueuse de dimensions 3+1. L'importance de la viscosité a été relevée depuis longtemps [165], et des progrès récents ont été réalisés quant à la formulation des fluides visqueux dans une description de QGP (voir par exemple [166, 167]).

Un traitement correct du gel et de sa séparation entre gel chimique et gel thermique (le gel chimique arrivant avant le gel thermique) est réalisé le plus facilement en adoptant des modèles hybrides d'hydrodynamique associés à une description microscopique de la collision. En effet, ceux-ci sont capables de calculer le gel sans utiliser les paramètres utiles pour décrire les sections efficaces et les décroissance des résonances [168].

### I.3.3 Prédiction et résultats expérimentaux

#### I.3.3.1 Flot des hadrons légers

La dépendance du paramètre de flot elliptique  $v_2$  avec la masse des particules et l'impulsion transverse a fourni l'évidence de l'applicabilité de l'hydrodynamique pour décrire le mouvement collectif des particules de l'état final à RHIC. Ces mesures ont permis de mettre en évidence plusieurs propriétés d'invariance remarquables qui seront détaillées dans ce paragraphe, notamment :

- à bas  $p_T$  ( $p_T < 2$  GeV) : hiérarchie de masse du  $v_2$  entre les différents hadrons légers et superposition lorsque le  $v_2$  est représenté en fonction de  $kE_T = m_T - m$  avec  $m_T$  est la

masse transverse ;

- à haut  $p_T$  ( $p_T > 2$  GeV) : séparation nette entre les hadrons d'une part, et les mésons d'autre part, et superposition lorsque les deux axes ( $v_2$  et  $kE_T$ , ou  $v_2$  et  $p_T$ ) sont divisés par  $n_q$ , le nombre de quarks constituants.

La Fig. 1.31 a) représente le flot elliptique  $v_2$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$ . Le flot elliptique augmente puis sature pour toutes les particules [169]. Pour les impulsions transverses jusqu'à 2 GeV, la loi de proportionnalité est compatible avec l'expansion hydrodynamique d'un fluide thermalisé pour toutes les particules observées. Pour des grandes valeurs de  $p_T$ , les mésons et les baryons se comportent différemment. À basse impulsion transverse ( $p_T < 2$  GeV/c), l'amplitude et la forme du flot elliptique est sous estimée par des modèles de cascades hadroniques [170] alors qu'une grande sélection de données montre un bon accord avec les modèles d'hydrodynamique des fluides parfaits (très faible rapport viscosité sur entropie) [171, 172, 161, 173] et les modèles de transports qui incorporent des opacités extrêmement larges [171]. La région de validité de l'hydrodynamique des fluides parfaits est affectée par le degré de thermalisation [174] et le commencement des effets de dissipation [174, 175].

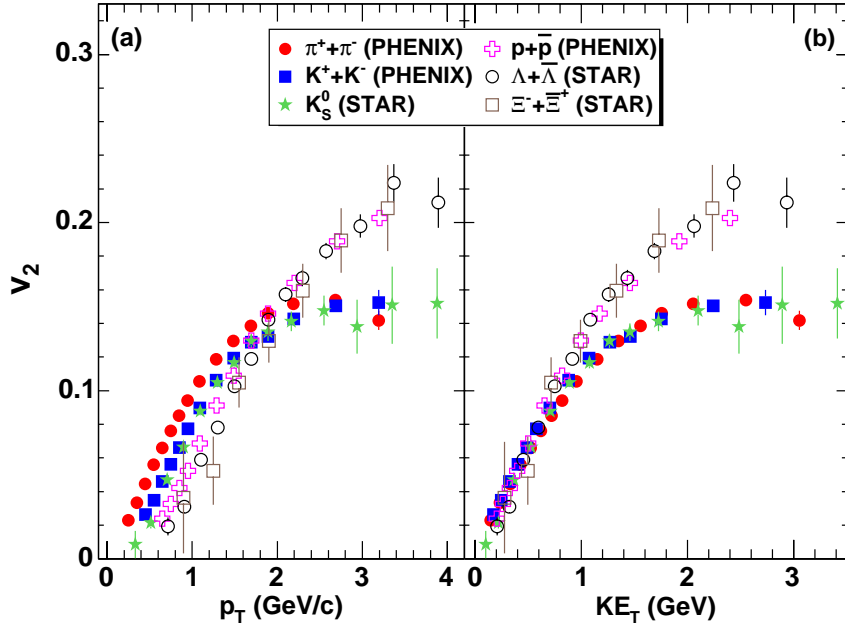
La Fig. 1.31 b) représente le flot elliptique  $v_2$  en fonction de l'énergie cinétique transverse définie par  $kE_T$ . La même tendance qu'en fonction de l'impulsion transverse est observée [169]. Par ailleurs, pour  $kE_T < 1$  GeV, les valeurs obtenues pour toutes les particules coïncident. Cette proportionnalité à  $kE_T$ , ou, de façon équivalente, le fait qu'à  $p_T$  donné les particules de masse élevée possèdent un  $v_2$  plus petit que les particules légères est interprétée comme une preuve du comportement hydrodynamique du milieu créé, comme il sera détaillé dans le paragraphe 1.3.3.2. En revanche, cette observation ne permet pas de séparer le rôle de la phase déconfinée et de la phase hadronique dans le développement du flot, et ne renseigne donc pas sur la formation d'un QGP.

À grand  $p_T$  ( $p_T > 2$  GeV/c) et  $kE_T$  ( $kE_T > 1$  GeV), deux branches distinctes sont observées sur la Fig. 1.31 pour les mésons et les baryons. Ces deux branches des mésons et baryons se superposent en fonction de  $kE_T$  lorsque  $v_2$  et  $kE_T$  sont divisés par le nombre de quarks constituants  $n_q$  (deux pour les mésons et trois pour les baryons) [169] comme le montre la Fig. 1.32 b). Certains soutiennent que le fait que la normalisation par  $n_q$  ramène toutes les courbes des hadrons sur la même courbe ne peut-être expliquée que si les degrés de liberté du milieu en expansion ne sont pas de nature hadronique. Ceci serait une preuve expérimentale de déconfinement.

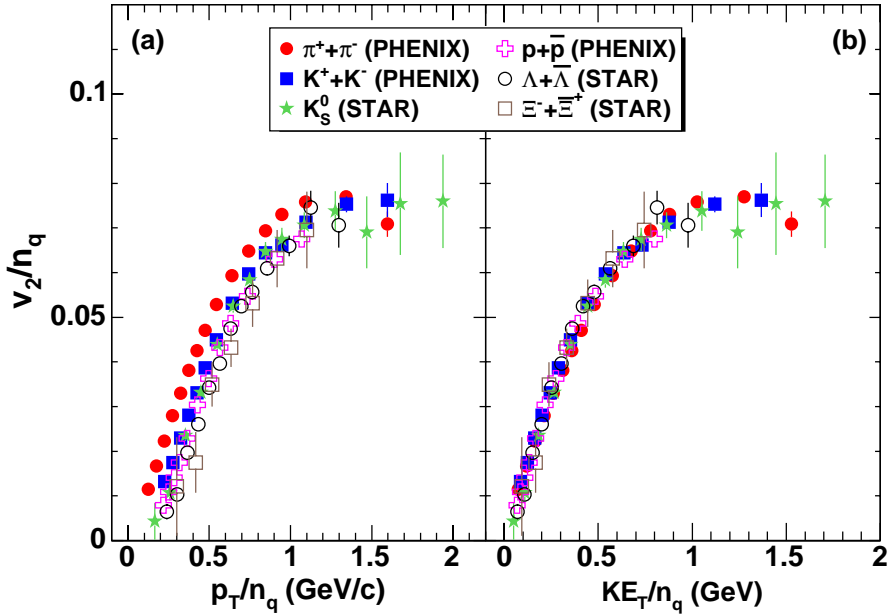
La référence [178] examine jusqu'à quel point la loi d'invariance avec la division par  $n_q$  est validée par les calculs hydrodynamiques. La loi de proportionnalité lorsque  $v_2$  et  $kE_T$  sont normalisés par  $n_q$  n'est pas une prédiction naturelle à bas  $p_T$  de l'hydrodynamique lorsque suit une phase de gel de Cooper Frye [179]<sup>(41)</sup> car ces calculs ne dépendent que de la masse de la particule et non de son contenu en quark. Cependant, il a été noté que si le flot elliptique est linéaire en fonction de  $kE_T$  alors n'importe quelle normalisation par une constante ne modifierait pas cette dépendance [180].

Si le milieu produit dans les collisions d'ions lourds est un fluide presque parfait pendant l'étape de construction du flot elliptique ( $\tau < 5 - 7$  fm/c), alors les degrés de liberté thermodynamiques pendant cette période de temps ne peuvent pas être associés avec des excitations particulières de quasi-particules du milieu [178]. Ainsi, il est primordial de déterminer le rap-

<sup>(41)</sup> Ce calcul commence par une équation d'état qui fait l'hypothèse de l'équilibre chimique jusqu'au gel cinétique et une transition de premier ordre à  $T_c = 165$  MeV.



**Fig. I.31** – Gauche : (a)  $v_2$  en fonction de  $p_T$  pour différentes particules dans les collisions de biais minimum Au+Au. Droite : (b)  $v_2$  en fonction de  $kE_T$  pour les mêmes particules. Les données de Star viennent des références [176, 177].



**Fig. I.32** – Gauche : (a)  $v_2/n_q$  en fonction de  $p_T/n_q$  pour différentes particules dans les collisions de biais minimum Au+Au. Droite : (b)  $v_2/n_q$  en fonction de  $kE_T/n_q$  pour les mêmes particules. Les données de Star viennent des références [176, 177].

port de la viscosité sur l'entropie  $\eta/s$  du milieu pendant le temps initial pour savoir si le milieu peut être décrit avec des quasi-particules. Dans le cas contraire, le QGP ne peut pas être formé de quarks et de gluons avec des masses thermiques bien définies. Peut-être qu'une phase de transport de quasi-particules existerait après la phase d'hydrodynamique collective du flot. Les étapes suivantes seraient la coalescence en hadrons, la rediffusion hadronique et

finalement le gel en flux de hadrons libres.

### Dépendance du flot avec la centralité

PHENIX observe que les données de  $v_2$  pour différentes centralités et espèces (Au+Au et Cu+Cu) peuvent également être représentées sur une courbe universelle lorsqu'elle sont ramenées au  $v_2$  intégré en  $p_T$  pour chaque centralité et/ou espèces. Comme le  $v_2$  intégré à une certaine centralité doit être proportionnel à l'excentricité initiale  $\epsilon$ , cette observation implique que le  $v_2$  ramené à  $\epsilon$  se comporte de la manière attendue par les simulations hydrodynamiques.

La relation de proportionnalité du  $v_2$  avec l'excentricité  $\epsilon$ , observée par PHENIX, n'a pas été observée par STAR [181]. Cependant, ceci n'est pas en contradiction directe avec l'article le PHENIX car lorsque la même relation de proportionnalité du  $v_2$  des hadrons chargés avec le  $v_2$  intégrée  $p_T$  est utilisée, un comportement identique est observé par les deux collaborations. Quoiqu'il en soit, au moins deux interrogations subsistent :

1. Si le  $v_2$  intégré en  $p_T$  n'est pas proportionnel à l'excentricité  $\epsilon$ , quelle est l'interprétation physique du schéma de proportionnalité observé ?
2. Pourquoi la proportionnalité du  $v_2$  intégré en  $p_T$  n'existe pas pour les hadrons identifiés [29] ?

D'autre part, le papier de STAR montre que pour les collisions les plus centrales (0-10%), des valeurs négatives du  $v_2$  à impulsion transverse très petites ont été observées pour  $K_s^0$  et  $\Lambda$ . C'est la première fois qu'un  $v_2$  négatif est obtenu pour les collisions Au+Au à RHIC. Un tel  $v_2$  est compatible avec l'expansion forte observée dans les analyses des spectres de hadrons [29].

#### 1.3.3.2 Interprétations hydrodynamiques

Le flot elliptique est bien reproduit par les modèles hydrodynamiques pour les petites impulsions transverses. Le flot elliptique des hadrons présenté à la Fig. 1.31 (jusqu'à 30% alors que la valeur maximale autorisée par l'hydrodynamique est 50%) ne peut être expliqué par de tels modèles que si la thermalisation a lieu très tôt ( $\sim 1$  fm/c).

Les modèles d'hydrodynamique reproduisent également la hiérarchie en masse et la proportionnalité à  $kE_T$  observée dans les données qui montre que les kaons et les protons ont un  $v_2$  plus petit que les pions à même  $p_T$ . En effet, dans le cadre de l'hydrodynamique des fluides relativistes, pour les particules légères comme les pions,  $m_T \simeq p_T$  et  $v_2$  augmente essentiellement linéairement avec  $p_T$  [182, 152]. Pour les particules plus lourdes,  $m_T$  est plus grande à même impulsion transverse, ce qui donne suite à un  $v_2$  plus petit. L'hydrodynamique ne connaît rien de la saveur ou des quarks d'un hadron à part sa masse. L'amplitude du flot elliptique (et la proportionnalité à  $kE_T$ ) se développe dans la phase hadronique et non dans la phase de déconfinement. Le fait que la proportionnalité soit reproduite par l'hydrodynamique ne renseigne donc pas sur la nature du milieu, à savoir s'il y a plasma ou non.

Un tel ordonnancement en masse n'est possible que si la vitesse de propagation de la matière  $v$  est une grande fraction de la vitesse de la lumière. Des ajustements aux données suggèrent que la vitesse du fluide peut aller jusqu'à 0,7 c. Ceci traduit le très faible rapport viscosité sur entropie. Cette image a récemment été confirmée dans la référence [183]. L'augmentation de  $v_2$  avec  $p_T$  prédit par l'équation du flot elliptique ( $v_2 \propto (p_T - vm_t)/T$  dérivée de l'Eq. (I.34)) n'est vue dans les données que jusqu'à  $p_T = 2$  GeV/c. D'autre part, pour les valeurs plus

grandes,  $v_2$  sature et éventuellement décroît. Une telle déviation de l'hydrodynamique idéale peut venir des effets visqueux mais pas seulement, car cela n'explique pas que le  $v_2$  soit plus grand pour les baryons que pour les mésons entre 2 et 3 GeV.

De récents développements de modèles d'hydrodynamique prennent en compte des effets visqueux. Une partie de la déviation des modèles d'hydrodynamique idéaux [184] est due à la viscosité tardive causée par les effets de dissipation dans l'étape de rediffusion hadronique qui s'étend entre l'hadronisation du QGP et le gel cinétique final [183]. Dans la référence [185], les auteurs calculent une nouvelle formulation de l'hydrodynamique relativiste de dissipation au premier ordre par rapport au référentiel de la particule. Les équations hydrodynamiques sont dérivées de l'équation de Boltzmann à partir d'une méthode de renormalisation de groupe. Les contraintes sur la provenance de la densité d'énergie de ce modèle sont désormais compatibles avec l'équation de Boltzmann et assure la stabilité de l'état d'équilibre avec l'évolution temporelle du système. Une autre référence a proposé récemment un traitement hydrodynamique correct des effets visqueux en considérant la phase initiale macroscopiquement comme un fluide parfait, et la phase tardive hadronique microscopiquement par une cascade hadronique. La dissipation hadronique pourrait être très importante à RHIC et aux énergies plus basses au point de ne pas pouvoir être négligée.

### I.3.3.3 Saturation du flot

Le flot elliptique sature à partir de  $p_T = 2$  GeV/c et  $kE_T = 1$  GeV. Cet effet n'est pas reproduit par l'hydrodynamique<sup>(42)</sup> : dans la phase hadronique, le flot elliptique prédit par l'hydrodynamique ne devrait être sensible qu'à la masse et pas au contenu en quarks. De plus, lorsque les distributions sont normalisées par  $n_q$ , l'invariance semble indiquer la présence de degrés de liberté pré-hadroniques. Ceci est interprété par le fait que le flot se développe à un moment où les degrés de liberté du milieu ne sont pas de type hadronique, mais plutôt partonique. Deux récents développements essaient de reproduire le comportement du flot elliptique des hadrons légers.

### Coalescence (recombinaison des quarks constituants)

Le développement de modèles de recombinaison a été motivé par plusieurs observations qui manquaient d'explications consistantes :

- la forme à deux composants (thermique et loi de puissance) du spectre d'impulsion transverse hadronique ;
- le comportement différent du facteur de modification nucléaire pour les baryons et les mésons à impulsion transverse intermédiaire ;
- les rapports baryons sur mésons étrangement larges à partir des impulsions transverses intermédiaires (également appelé anomalie baryonique [27, 186, 29]) ;
- les dépendances différentes du flot elliptique avec l'impulsion transverse pour les baryons et les mésons.

Tous ces phénomènes peuvent être expliqués en postulant que la formation des hadrons à une impulsion transverse intermédiaire (environ 2-5 GeV/c) a lieu par recombinaison des

<sup>(42)</sup> L'hydrodynamique décrit des phénomènes collectifs et s'intéresse donc plutôt aux basses impulsions transverses.  $p_T = 2$  GeV/c correspond à une impulsion transverse intermédiaire.



quarks constituants de valence.

L'universalité de la dépendance entre le  $v_2$  en fonction de  $kE_T$  rapporté au nombre de quarks constituants est une observation phénoménologique, et a souvent été interprétée comme une conséquence de la recombinaison des quarks dans le milieu. Cependant, cette proportionnalité n'a été prédite par aucun modèle de recombinaison de partons.

### Cascades partoniques

La référence [187] décrit le flot elliptique mesuré dans les collisions à RHIC Au+Au dans le cadre de l'équation de Boltzmann partonique suivant un modèle de cascade partonique. Ces modèles cherchent à estimer le rapport viscosité sur entropie afin de caractériser la nature du milieu. L'hadronisation via la coalescence doit être incorporée aux modèles de cascades partoniques pour décrire le système à impulsion transverse intermédiaire ( $p_T > 2$  GeV/c). Les sections efficaces élastiques inspirées de QCD sont utilisées et leurs valeurs sont ajustées pour que la viscosité cinématique effective ( $\eta/s$ ) soit constante, égale à  $1/4\pi$ <sup>(43)</sup>. Ce modèle permet de décrire correctement le flot elliptique à grande impulsion transverse (jusqu'à  $p_T \simeq 4$  GeV/c). La dépendance proportionnelle du  $v_2$  avec l'excentricité est rompue si le gel partonique à une densité critique d'énergie est implémenté, ce qui est en accord avec les données de PHOBOS ou de STAR.

La référence [188] utilise l'hydrodynamique idéale avec l'hypothèse de l'équilibre local pendant toute l'évolution de la collision. Pour des coefficients de transport non nuls, des corrections de dissipations peuvent être ajoutées. Les calculs utilisent un modèle complet de dimensions 3+1 dans la théorie de transport de partons avec une section efficace de transport qui augmente avec le temps. Ceci implique une réduction du flot elliptique de 20 à 30% par rapport à la limite hydrodynamique idéale à cause des effets de dissipation pour un temps de thermalisation  $\tau_0 = 0,1$  fm et de 15% pour  $\tau_0 = 0,6$  fm. Par conséquent, même pour la faible viscosité à RHIC, les effets sur le flot elliptique sont significatifs et ne peuvent donc pas être ignorés. Les deux études reproduisent partiellement les données de RHIC ou les calculs hydrodynamiques.

L'article [189] utilise une cascade de partons qui inclut des processus radiatifs : à la fois les collisions élastiques ( $gg \leftrightarrow gg$ ) et les collisions inélastiques ( $gg \leftrightarrow ggg$ ). Les processus inélastiques prennent une part plus importante lorsque la section efficace de transport augmente, ce qui donne lieu à une viscosité proche de la limite  $\eta/s = 1/4\pi$ . Les résultats du flot elliptique et du jet quenching sont en partiel accord avec les données de RHIC. Les modèles de cascades partoniques antérieurs reproduisaient les données mais avec une section efficace non physique (trop grande) qui impliquerait notamment la disparition de tous les partons de grande impulsion.

Remarque : ces études utilisent le flot elliptique partonique, ce qui peut s'avérer incorrect. En effet, dans un modèle de formation des hadrons par fragmentation, le  $v_2$  des particules est entièrement porté par le parton originel de celle-ci, auquel sont associés des quarks tirés du vide, et de  $v_2$  nul (ou négligeable). Alors le  $v_2$  partonique serait quelque part entre 15% et deux ou trois fois cette valeur. Si un mécanisme de recombinaison a lieu, les quarks habillés auraient la moitié (ou un tiers) du  $v_2$  des hadrons, et les partons sous-jacents n'auraient besoin d'avoir que ce  $v_2$  là (c'est à dire  $\sim 7\%$ ).

---

<sup>(43)</sup>  $1/4\pi$  correspond à la valeur minimale de la viscosité d'un fluide relativiste idéal.

## Conclusion

Les mesures de flot elliptique ont montré un accord remarquable à bas  $p_T$  avec les modèles d'hydrodynamique de type fluide parfait qui nécessitent notamment un rapport viscosité sur entropie très faible. Par ailleurs, l'observation de lois d'invariance lorsque le flot et l'impulsion transverse (ou l'énergie cinétique transverse) sont divisés par  $n_q$  a montré qu'une part du flot se développe dans une phase pré-hadronique, déconfinée. Le fait que le flot des particules lourdes (mésons étranges tels que le  $\phi$  comme discuté plus en détail dans le paragraphe 1.3.3.4) suit le même comportement que les mésons légers, confirme cette hypothèse. Cela suggère l'existence d'un plasma de quarks et gluons fluide avec des propriétés proches de celles d'un fluide parfait. Cependant, aucun consensus sur l'évolution dynamique du QGP n'a pour l'instant été atteint ([190]).

### 1.3.3.4 Flot elliptique des mésons lourds, étranges et multi-étranges

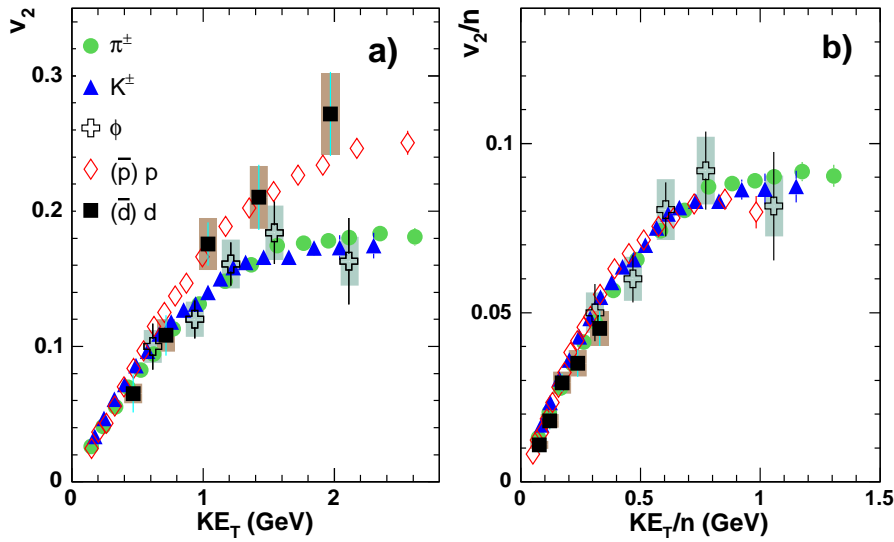
Les mesures de flot elliptique pour les mésons lourds [191], étranges et multi-étranges renseignent sur la dynamique de la réaction, notamment pour savoir si le flot se développe avant ou après l'hadronisation. En effet si le flot elliptique était établi dans une phase où les hadrons interagissent avec leurs sections efficaces standards (post-hadronisation) le  $v_2$  attendu pour le méson  $\phi$  devrait être significativement plus petit que celui des autres hadrons. Le flot des mésons lourds, étranges et multi-étranges augmente sur la même courbe que celui des hadrons légers jusqu'à  $kE_T \sim 1$  GeV. Ensuite, il suit la même séparation entre les baryons et les mésons (Fig. 1.33 a)). C'est notamment le cas du  $\phi$ , du proton, et même du deutéron [192], comme montré sur la Fig. 1.33.

Les mesures montrent que l'expansion transverse dynamique générant le flot elliptique ne peut pas être comprise comme venant des hadrons ordinaires interagissant avec leurs sections efficaces standards, mais plutôt en terme d'états pré-hadronique où le milieu suit un mouvement collectif reflétant les degrés de liberté des quarks. La violation de l'ordonnement de la masse par le  $\phi$  confirme expérimentalement l'image physique sous-jacente : le QGP évolue de façon hydrodynamique, puis une phase d'expansion hadronique de dissipation a lieu avec un gel des saveurs séquentiel. D'autre part, les valeurs du flot elliptique pour  $(\bar{d})d$  (voir [192]) suggèrent que celui-ci est additif pour les particules composites. Le mouvement collectif partonique domine l'expansion dynamique transverse. Enfin, la Fig. 1.33 b) présente le flot des mêmes particules normalisées en abscisse et ordonnées par le nombre de quarks constituants. Les mésons lourds, étranges et multi-étranges suivent la même loi d'invariance que les hadrons légers.

### 1.3.3.5 Flot du quark charmé

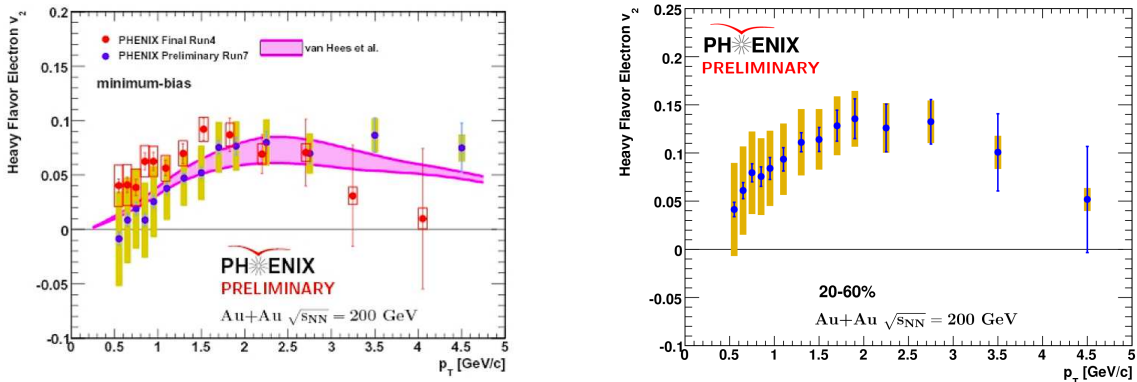
Les quarks de saveur lourde sont également sensibles à la viscosité et à l'entropie du milieu. Cependant, du fait de leur grande masse (pour le charme,  $m_c \sim 1,3$  GeV et pour le bottom  $m_b \sim 4,2$  GeV) par rapport à l'échelle de température ( $\Lambda_{QCD} \sim 0,2$  GeV) leur comportement pourrait être différent de celui des quarks légers, notamment en ce qui concerne le temps caractéristique de thermalisation. En effet, il semble plus difficile de thermaliser les quarks lourds avec le milieu environnant par radiation de gluons notamment parce que leur masse supprime l'émission de gluons de petite impulsion transverse (effet de cône mort ou *dead cone* [193]).

PHENIX a mesuré les électrons provenant de la décroissance des hadrons charmes et beaux.



**Fig. I.33** – (a) Flot elliptique  $v_2$  en fonction de l'énergie cinétique transverse  $kE_T$  pour plusieurs particules identifiées (pions, kaons, phi, protons, deutérons) à centralité [20-60%] dans les collisions. (b)  $v_2/n_q$  en fonction de  $kE_T/n_q$  pour les mêmes particules [192]

La Fig. 1.34 présente le flot elliptique des mésons lourds (B ou D indistinctement) en fonction de l'impulsion transverse (mesures de 2004 [191] et préliminaires 2007 [194])<sup>(44)</sup>. L'amplitude du flot mesuré à haut  $p_T$  est du même ordre de grandeur que celui des hadrons légers. De ce fait, le quark charme posséderait le même flot que les quarks légers  $u$ ,  $d$  et  $s$  :  $v_2(c) \simeq 7\%$ .



(a) Mesures 2004 [191] et préliminaires 2007 [194] pour les collisions de biais minimum avec un modèle de prédictions [196].

(b) Centralité 20,60%

**Fig. I.34** – Flot elliptique  $v_2$  des électrons non-photoniques en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  pour collisions Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV et à rapidité nulle.

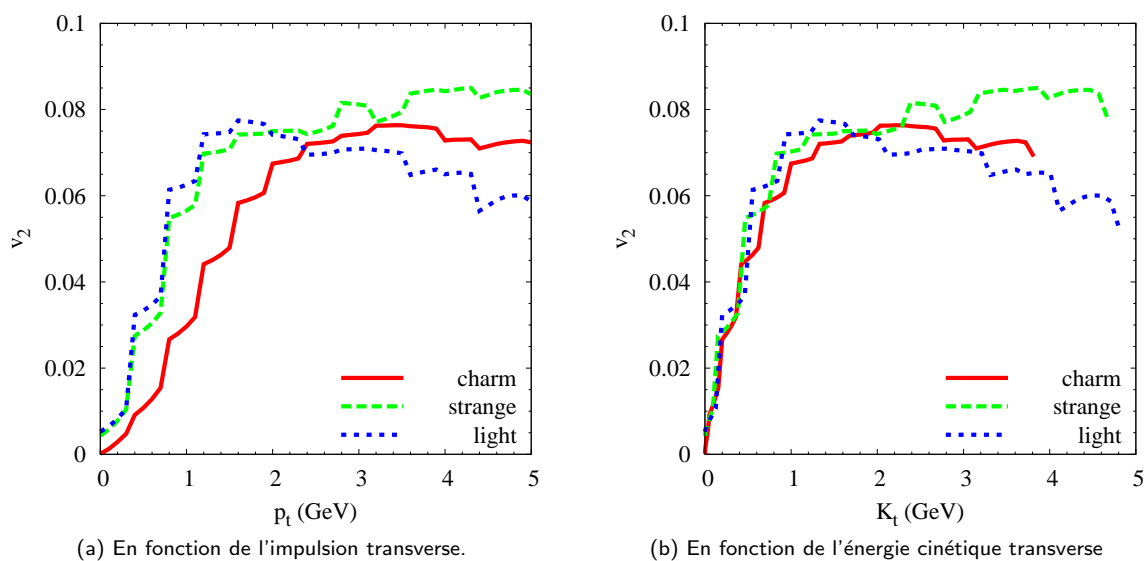
Les nouvelles mesures de PHENIX indiquent que le flot des quarks lourds persiste jusqu'à des impulsions transverses aussi grandes que  $p_T = 4$  GeV/c. Dans cette région, les calculs FONNL [145] indiquent que le taux de production des électrons venant des quarks  $b$  est comparable (ou plus grand) à celui des quarks  $c$ . Il sera intéressant de mesurer le taux de production du  $b$  et du  $c$  de façon distincte afin de savoir si les  $b$  sont également fortement

<sup>(44)</sup> PHENIX a également mesuré le facteur de modification nucléaire des hadrons charmés et beaux dans ces mêmes références. Celui-ci est reproduit par des modèles qui suggèrent un fort couplage du milieu et un grand coefficient de transport [195, 196].

couplés au milieu (les calculs perturbatifs basés sur  $m_b \gg T$  suggèrent le contraire).

La Fig. 1.34a comporte également les prédictions [196] d'un modèle supposant l'existence des résonances de quarks lourds fortement liés dans un QGP. Ces prédictions sont en accord raisonnable avec les mesures. Selon l'hydrodynamique, pour posséder un flot elliptique d'amplitude comparable, le charme doit être thermalisé dans un temps de même ordre de grandeur que celui des quarks légers. Ceci requiert l'intervention de mécanismes compliqués en plus de la simple émission radiative de gluons (qui est le mécanisme invoqué pour les quarks légers) à cause de la masse élevée du charme. Il n'y a pas consensus entre les modèles invoqués pour expliquer cette observation (voir notamment [195, 197]).

Un de ces modèles [198] utilise une description microscopique des quarks réalistes, qui rend compte en particulier de la transition d'un régime thermique à bas  $p_T$  à un régime cinétique à  $p_T$  intermédiaire, via les équations de Langevin dans un QGP en expansion pour les collisions Au+Au à RHIC. Une telle description est essentielle parce qu'elle permet de reproduire le  $v_2$  des hadrons légers. Ce modèle complète les prédictions de la référence [196] en faisant évoluer les quarks jusqu'à la transition hadronique et injecte le résultat dans les résonances afin de pouvoir prédire le flot elliptique de celles-ci dans une approche de recombinaison : le traitement des composantes thermiques et cinétiques se fait de façon cohérente au sein d'un modèle de transport complet.



**Fig. 1.35** – Prédiction du modèle [198] du flot elliptique  $v_2$  des quarks  $c$ ,  $s$  et quarks légers, pour collisions Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV et à rapidité nulle.

### 1.3.4 Flot elliptique du $J/\psi$

#### 1.3.4.1 Compréhension du milieu formé via l'étude de la production des quarkonia

Le tour d'horizon des résultats existants présentés au paragraphe 1.2.4.4 met en évidence la complexité des mécanismes entrant en jeu lors de la production des  $J/\psi$ . Les mesures effectuées jusqu'à présent à RHIC ne permettent pas de dissocier les différents effets. De nouvelles mesures devraient aider à la compréhension de cette production notamment :

- En p+p, mesurer la polarisation du  $J/\psi$  renseigne sur son mécanisme de production. Les incertitudes expérimentales restent grandes pour l'instant, mais cette mesure une fois

raffinée et complétée notamment par des mesures à plus grande impulsion transverse, pourra contraindre les modèles de production.

- En d+Au, plus de statistique permettra de contraindre les effets froids.
- En p+p, d+Au et Au+Au, mesurer le charme ouvert avec précision permettra de mieux quantifier certains des modèles (de type recombinaison) décrivant les effets chauds.

Le paragraphe 1.2.2 a rappelé que les  $J/\psi$  directs sont formés dans les premières collisions nucléons nucléons aux énergies du RHIC par fusion de gluons. Des mécanismes comme le shadowing, l'absorption nucléaire et par les co-voyageurs, et l'écrantage de couleur peuvent défavoriser leur formation. De plus, le milieu chaud peut faire fondre ces  $J/\psi$  ou des interactions avec les particules co-voyageantes peuvent les dissocier. D'un autre côté, la grande profusion de quarks non corrélés dans le milieu peut permettre la régénération des  $J/\psi$  par des mécanismes de recombinaison décrits dans le paragraphe 1.2.4.3. PHENIX a mesuré une anisotropie azimutale pour le charme ouvert des électrons non photoniques à rapidité centrale [194] comme le montre la Fig. 1.34a (voir paragraphe 1.3.3.5). Ainsi, si le  $J/\psi$  vient préférentiellement de la recombinaison des paires  $c$  et  $\bar{c}$ , alors il devra hériter de leur mouvement collectif. De ce fait, l'asymétrie azimutale devrait être positive si les mécanismes de recombinaison entre en jeux.

La mesure du flot elliptique est l'objet principal de cette thèse. Le paragraphe 1.3.4.2 décrit les prédictions relatives au flot elliptique du  $J/\psi$  ainsi que les mesures existantes. L'analyse décrite dans le chapitre V.33 présente les résultats de la mesure de cette observable pour les collisions Au+Au à 200 GeV, résultats qui seront discutés dans le chapitre VI.

### 1.3.4.2 Prédictions

La récente revue [130] résume les différentes prédictions existantes relatives au  $v_2$  du  $J/\psi$ . L'utilisation de flot elliptique pour discriminer les mécanismes entrant en jeu dans la production du  $J/\psi$  repose sur la grande différence entre le  $v_2$  associé aux charmonia directs et à celui associé aux charmonia régénérés. Pour les premiers, l'asymétrie azimutale n'est due qu'aux différentes longueurs traversées par le  $J/\psi$  lorsqu'il parcourt la zone de recouvrement des noyaux en forme d'amande pour des collisions non centrales (voir Fig. 1.5). En effet, le même argument géométrique vaut pour le  $J/\psi$  comme pour les hadrons : une longueur de parcours le long du côté court de l'amande (axe  $x$ ) implique moins de suppression, alors qu'une plus grande suppression le long de l'axe plus grand  $y$  est attendue. Les calculs prédisent un  $v_2$  de 1 à 3% [199, 148] comme le montre la Fig. 1.36.

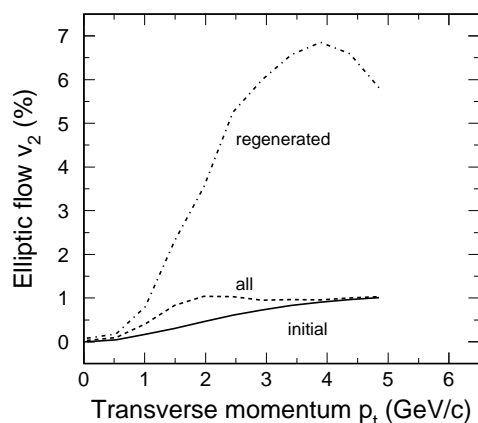
Au contraire, si le  $J/\psi$  est régénéré à partir de la coalescence de paires  $c\bar{c}$ , son  $v_2$  est largement déterminé par le flot elliptique des quarks charmés sous-jacents,  $v_2^{c,\bar{c}}$  et est attendu allant comme  $v_2^{J/\psi}(p_T) \simeq 2v_2^c(p_T/2)$ <sup>(45)</sup>. Si le  $v_2$  du quark charmé atteint des valeurs similaires à celles des quarks légers et étranges (comme suggéré par les prédictions théoriques [196] pour le spectre de décroissance électronique semi-leptonique [191]), voir Fig. 1.34b, le flot elliptique des  $J/\psi$  régénérés pourrait atteindre  $\sim 15\%$  [200, 201], soit un ordre de grandeur plus grand que dans le cas de la suppression de la production primordiale.

La Fig. 1.36 de gauche donne le résultat du modèle de transport d'hydrodynamique et gluodissociation (utilisant des distributions des quarks charmés thermalisés) [148]. Dans ce modèle, même si le  $v_2$  de la composante de régénération est grand, il porte un poids faible (qui

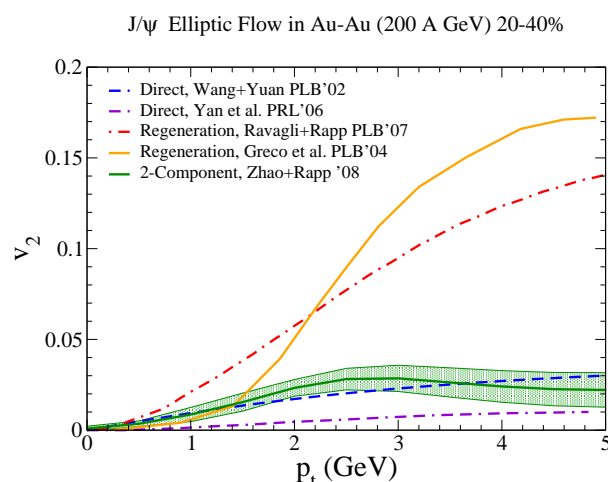
<sup>(45)</sup> Avec l'hypothèse que le  $v_2$  du quark  $c$  et du quark  $\bar{c}$  sont les même.

décroit avec  $p_T$ ) et donne un  $v_2$  total de 1%. Il sera donc difficilement observable expérimentalement.

La Fig. 1.36 de droite présente les résultats d'un modèle d'onde de choc, *blast-wave*, pour la composante régénérée [200, 201] dans les calculs de suppression des références [199, 148] en utilisant une pondération venant du modèle de boule de feu et du modèle de dissociation presque libre [132]. La valeur maximale pour le  $v_2$  total de  $\sim 3 \pm 1\%$  est un peu plus grande que dans la référence [148] principalement à cause d'un  $v_2$  plus grand pour la composante de régénération [148, 202] et probablement du fait que le premier prend en compte la régénération continue au travers du QGP alors que le deuxième fait une approximation de la production au temps critique  $T_c$ . Une autre différence peut-être due à la réaction de formation sous-jacente, qui est  $c + \bar{c} \rightarrow J/\psi + g$  dans la référence [148] alors quelle est  $c + \bar{c} + p \rightarrow J/\psi + p$  ( $p = q, \bar{q}$  ou  $g$ ) dans la référence [132]. Dans les deux approches cependant, le  $v_2$  reste petit. Ces modèles ont été également cités au paragraphe 1.2.4.4 concernant les prédictions du rapport de modification nucléaire du  $J/\psi$ . La Fig. 1.30 en haut a montré que les deux modèles sous-estiment le taux de production inclusif pour les collisions semi-centrales, ce qui laisse de la place pour plus de régénération et donc un flot elliptique un peu plus large.



(a) Calculs de transport dans une approche d'hydrodynamique et de gluo-dissociation [148].



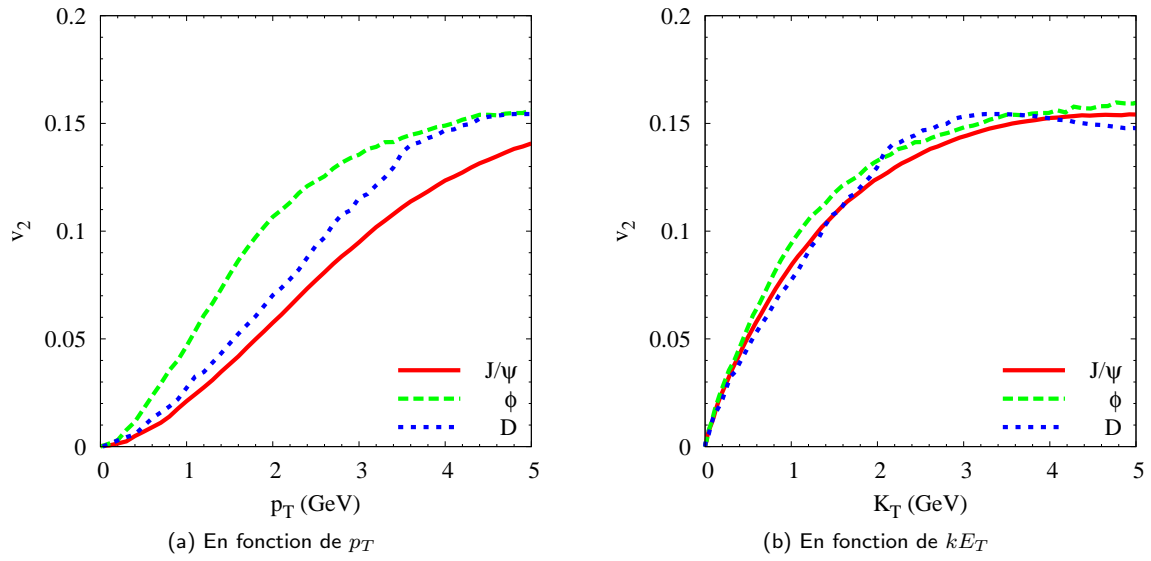
(b) Prédications de modèles de coalescence et de suppression du  $J/\psi$  en utilisant une approche de boule de feu et de dissociation presque libre [132, 202].

**Fig. 1.36** – Prédications théoriques du flot elliptique du  $J/\psi$  dans la centralité 20-40% de collisions Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV.

Le modèle [198] (déjà introduit au paragraphe 1.3.3.5) complète les prédictions de la référence [196] en faisant évoluer les quarks jusqu'à la transition hadronique et injecte le résultat dans les résonances afin de pouvoir prédire le flot elliptique de celles-ci dans une approche de recombinaison et en utilisant des interactions de résonance dans l'équation de Boltzmann. Il permet une meilleure compréhension microscopique des corrélations spatio-temporelles du processus de coalescence. La Fig. 1.37 présente les prédictions du flot elliptique du  $J/\psi$  de ce modèle en fonction de  $p_T$  et de  $kE_T$ . Le flot atteint 15% pour les  $p_T$  de 4-5 GeV/c.

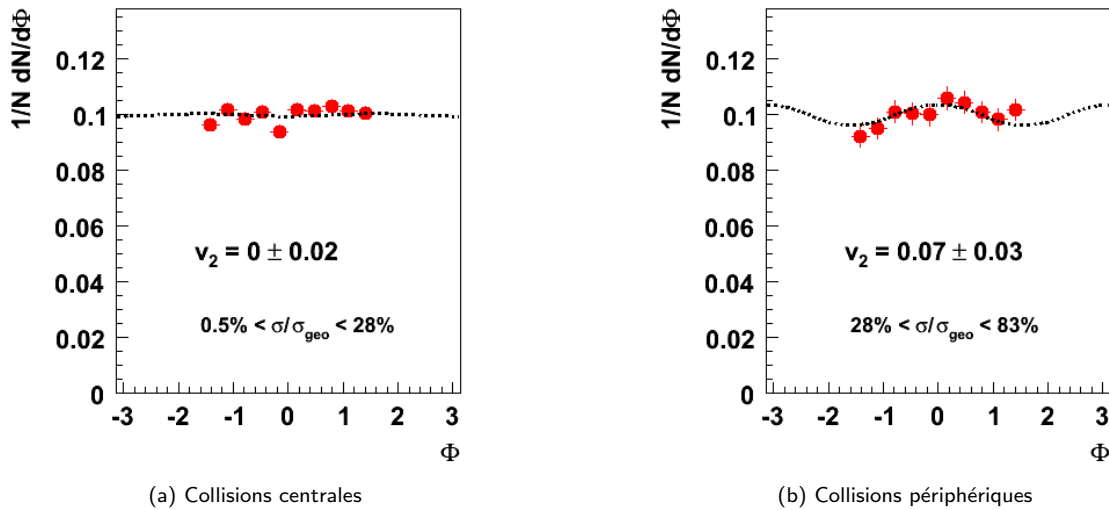
### 1.3.4.3 Mesures existantes

Des résultats préliminaires ont été présentés en 2008 sur le flot elliptique du  $J/\psi$  aux énergies du SPS. L'expérience NA60 a mesuré le rapport de modification nucléaire du  $J/\psi$  dans les



**Fig. 1.37** – Prédiction du modèle [198] du flot elliptique  $v_2$  des  $J/\psi$ ,  $\phi$  and mésons  $D$  à partir de la recombinaison des quarks dans les collisions Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV et à rapidité nulle.

collisions In+In [203] à 158 GeV. La Fig. 1.38 montre le  $v_2$  du  $J/\psi$  pour ces mêmes collisions. À gauche, un  $v_2$  nul est mesuré pour les collisions centrales. À droite, un  $v_2$  positif de  $7 \pm 3\%$  est mesuré dans les collisions non centrales. Aucune sélection en impulsion transverse n'a été réalisée.

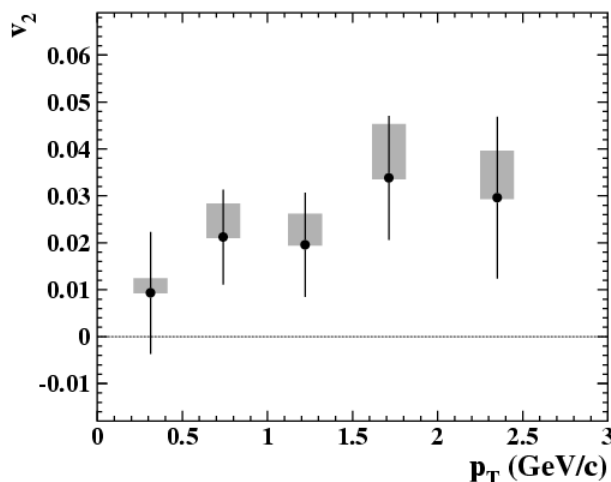


**Fig. 1.38** – Flot elliptique du  $J/\psi$  mesuré dans les collisions In+In par NA60 [203].

Pour les collisions In+In à 158 GeV, seuls les effets nucléaires froids sont susceptibles d'affecter le  $J/\psi$ . Ce flot positif pourrait donc être dû à l'absorption nucléaire géométrique et contredit les modèles théoriques prédisant qu'un tel effet serait négligeable. Les prédictions doivent donc essayer de reproduire une telle mesure et l'extrapoler aux énergies supérieures pour distinguer cet effet de celui produit par un QGP.

NA50 a également mesuré le  $J/\psi$  cette fois-ci dans les collisions Pb+Pb [204] à 158 GeV. La Fig. 1.39 présente le  $v_2$  mesuré dans ces collisions [205]. La valeur maximale atteinte par

le  $v_2$  est de  $v_2 = 3.5 \pm 1.5 \pm 1.3\%$  pour une impulsion transverse de 2 GeV/c. Ce résultat ne comporte pas de sélection en centralité. Comme le  $v_2$  des collisions centrales doit être nul, la valeur du  $v_2$  serait plus grande pour les collisions non-centrales.

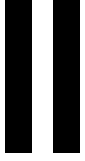


**Fig. I.39** –  $v_2$  du  $J/\psi$  dans les collisions Pb+Pb non-centrales à 158 GeV [205].

Il semblerait donc que NA50 et NA60 mesurent un  $v_2$  du  $J/\psi$  de même amplitude et ainsi que le QGP potentiellement formé dans les collisions Pb+Pb n'influencerait pas le  $v_2$ . Dans tous les cas, la recombinaison des quarks charmés non corrélés n'est pas attendue à l'énergie du SPS car la densité de paire  $c\bar{c}$  n'est pas suffisante. Ce n'est pas le cas de RHIC. Ainsi, si le  $J/\psi$  est formé également par recombinaison à RHIC, le  $v_2$  du  $J/\psi$  devrait être plus grand que celui mesuré dans les collisions du SPS. Les mesures du  $v_2$  du  $J/\psi$  au SPS suggéreraient peut-être de mesurer celui-ci dans les collisions d+Au à 200 GeV afin de quantifier, de la même manière que pour les mesures de production, les effets nucléaires froids à l'énergie du RHIC.







# Dispositif expérimental

« Les théories ont causé plus d'expériences  
que les expériences n'ont causé de théories. »  
Joseph Joubert, Carnets

Ce chapitre décrit le dispositif expérimental qui a permis les principales analyses de ce manuscrit. Une description du collisionneur RHIC, cadre dans lequel est installée l'expérience PHENIX, est réalisée au paragraphe 11.1. Les détecteurs de l'expérience PHENIX sont présentés rapidement au paragraphe 11.2, puis détaillés dans les paragraphes suivants. Un accent particulier est mis sur les détecteurs utilisés dans la mesure des muons paragraphe 11.6.

## 11.1 Le collisionneur RHIC

Le *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) [206] au Laboratoire National de Brookhaven (BNL) a la capacité d'accélérer un large spectre de noyaux différents, depuis les protons jusqu'à l'or. Les faisceaux peuvent atteindre 250 GeV par nucléon pour les protons, et 100 GeV par nucléon pour les ions Au<sup>(1)</sup>. RHIC est constitué de deux accélérateurs cryogéniques de 3,8 km de circonférence qui font tourner leur faisceau dans des sens opposés et se croisent en six points d'interaction à une fréquence de 9,4 MHz, notamment au niveau des halls expérimentaux des expériences BRAHMS, PHOBOS, PHENIX, et STAR. Ces expériences ont pour objectif l'étude du milieu produit lors des collisions de noyaux lourds à très haute énergie. Seules les deux dernières expériences sont encore en fonctionnement.

La Fig. 11.1 donne une vue d'ensemble de l'accélérateur RHIC. Les faisceaux d'ions de haute énergie prennent leur source au niveau du *Tandem Van de Graaf*. Pour le cas des ions d'or par exemple, un faisceau d'ions négatifs, eux même extraits d'une source d'ions, passe au travers d'une feuille d'aluminium sous haute tension pour devenir un faisceau d'ions positifs. Les ions d'or acquièrent une intensité de  $\sim 100 \mu\text{A}$  et une durée de pulsation de  $\sim 700 \mu\text{s}$ . Ils sont ensuite accélérés jusqu'à 1 MeV par nucléon au deuxième niveau du Tandem avant d'être une nouvelle fois dépourvus de quelques électrons et de passer par une zone baignant dans un champ magnétique qui permet de sélectionner les charges. Les faisceaux d'ions d'or atteignent le Booster Synchrotron avec une charge de +32. Celui-ci les accélère jusqu'à 95 MeV par nucléon avant de leur arracher une nouvelle fois des électrons. Les ions sont injectés dans l'*Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) avec une charge de +77, et sont accélérés jusqu'à atteindre l'énergie d'injection du RHIC qui est de 10,8 GeV par nucléon. Les faisceaux d'or à la sortie de l'AGS sont complètement dépourvus de leurs électrons et ont une charge de +79.

Injectés dans l'AGS sous la forme de 24 paquets, les ions d'or sont ensuite divisés puis regroupés pour ne former que quatre paquets avant d'être injectés et accélérés dans RHIC.

<sup>(1)</sup> Soit une réduction d'un facteur  $Z/A = 197/79 = 2,5$

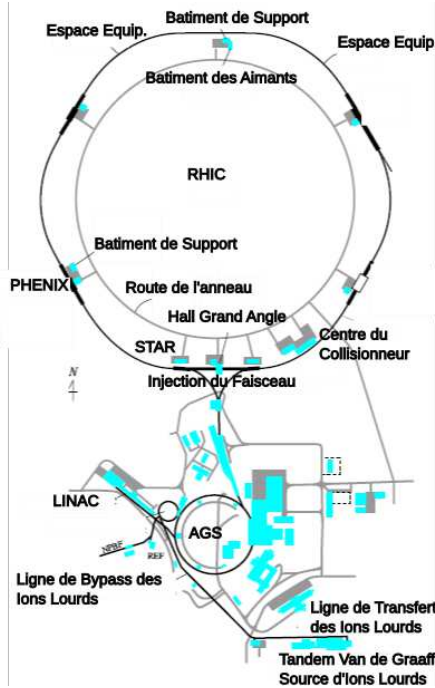


Fig. II.1 – Vue d'ensemble de l'accélérateur RHIC

Un seul paquet à la fois est injecté à une énergie optimale, puis transféré à RHIC au travers de l'AGS-to-RHIC Beam Transfer Line.

La luminosité du faisceau  $\mathcal{L}$  par point d'interaction est donnée par l'Eq. (II.1)

$$\mathcal{L} = \frac{f_{rev}}{4\pi} \frac{BN_Y N_B}{\sigma_H \sigma_V} \quad (\text{II.1})$$

où  $f_{rev} \sim 28 \text{ MHz}/360$  est la fréquence de révolution,  $B = 56$  est le nombre de paquets dans chaque anneau,  $N_Y$  et  $N_B$  sont les nombres de particules par paquet<sup>(2)</sup> ( $1,0 \times 10^9$  pour l'or et  $1,0 \times 10^{11}$  pour les protons), et  $\sigma_H$  et  $\sigma_V$  sont les profils horizontaux et verticaux du faisceau ( $\sim 0.2 \text{ mm}$  pour une longueur d'onde bêtatron au point d'interaction de  $\beta^* = 1 \text{ m}$ ). La luminosité prévue est de  $2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$  pour des faisceaux d'or et de  $1,4 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$  pour des faisceaux de protons.

Les paramètres principaux du RHIC sont résumés dans le Tab. II.1 [206] [7].

	p+p	Au+Au
Énergie maximale du faisceau par nucléon	250 GeV	100 GeV
Luminosité [ $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ ]	$1,4 \times 10^{31}$	$2 \times 10^{26}$
Nombre de paquets	56	56
Nombre de particules / paquet	$10^{11}$	$10^9$
Angle de traversée [ $\mu\text{rad}$ ]	0	0
Longueur des paquets [cm]	40	15
Rayon du faisceau [mm]	0,2 ( $\beta^* = 1$ )	0,2 ( $\beta^* = 1$ )
Temps de vie moyen de la luminosité [h]	10	3

Tab. II.1 – Paramètres de l'accélérateur RHIC.

<sup>(2)</sup> Y et B dont références aux noms des deux faisceaux circulant dans le collisionneur *yellow* et *blue*.

## II.2 L'expérience PHENIX

L'expérience *Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment* (PHENIX) est menée par une collaboration internationale d'environ 500 physiciens et ingénieurs originaires de 54 institutions et 13 pays différents. Elle regroupe onze sous-systèmes de détecteurs indépendants, capables de collecter les informations des particules produites dans des collisions ultra-relativistes proton-proton (p+p), deuton-noyau (d+A), et noyau-noyau (A+A). Les particules chargées (électrons et hadrons à rapidité centrale, et muons à rapidité vers l'avant) sont mesurées sur un grand domaine en impulsion avec le système de trajectographie de PHENIX. Le Calorimètre Électromagnétique permet, lui, la mesure de photons et d'électrons. La Fig. II.2 présente la disposition expérimentale des détecteurs de PHENIX pendant la prise de données de 2007. Les différents détecteurs utilisés dans l'analyse seront décrits dans les paragraphes II.4, II.5, et II.6.

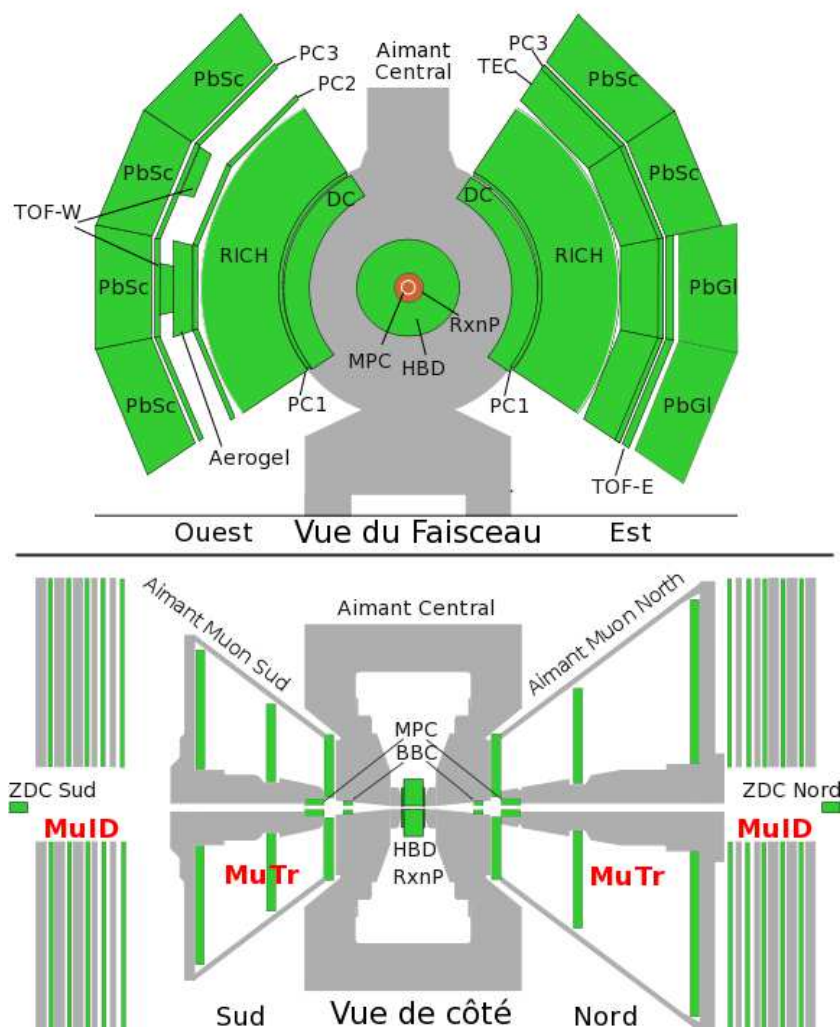


Fig. II.2 – Disposition des sous-détecteurs de PHENIX pendant la prise de données 2007. Panneau du haut : vue de face des spectromètres centraux. Panneau du bas : vue de côté des spectromètres à muons.

### II.2.1 Prises de données

Les données enregistrées par PHENIX depuis le début de l'expérience en 2000 jusqu'en 2008 sont résumées dans le Tab. II.2. Celui-ci présente le nom consacré à la période de prise

de données, l'année, les espèces analysées, l'énergie dans le centre de masse, la luminosité intégrée, le nombre total d'événements, et la taille des données. Les analyses décrites dans ce manuscrit utilisent principalement les données du Run-7.

Run	Année	Espèces	$\sqrt{s}$ [GeV]	$\int \mathcal{L} dt$	$N_{tot}$	Taille des données
Run-1	2000	Au+Au	130	$1 \mu b^{-1}$	10 M	3 TB
Run-2	2001/02	Au+Au	200	$24 \mu b^{-1}$	170 M	10 TB
		Au+Au	19		<1 M	
		p+p	200	$0,14 pb^{-1}$	3,7 B	20 TB
Run-3	2002/03	d+Au	200	$2,74 nb^{-1}$	5,5 B	46 TB
		p+p	200	$0,35 pb^{-1}$	6,6 B	35 TB
Run-4	2003/04	Au+Au	200	$241 \mu b^{-1}$	1,5 B	270 TB
		Au+Au	62,4	$9 \mu b^{-1}$	58 M	10 TB
Run-5	2005	Cu+Cu	200	$3 nb^{-1}$	8,6 B	173 TB
		Cu+Cu	62,4	$0,19 nb^{-1}$	0,4 B	48 TB
		Cu+Cu	22,4	$2,7 \mu b^{-1}$	9 M	1 TB
		p+p	200	$3,8 pb^{-1}$	85 B	262 TB
Run-6	2006	p+p	200	$10,7 pb^{-1}$	230 B	310 TB
		p+p	62,4	$0,1 pb^{-1}$	28 B	25 TB
Run-7	2007	Au+Au	200	$813 \mu b^{-1}$	5,1 B	650 TB
Run-8	2007/08	d+Au	200	$80 nb^{-1}$	160 B	437 TB
		p+p	200	$5,2 pb^{-1}$	115 B	118 TB
		Au+Au	9,2			

**Tab. II.2** – Collisions enregistrées par PHENIX depuis la première prise de données en 2000 jusqu'à la dernière en date en 2008.

## II.2.2 Vue d'ensemble des détecteurs

Les détecteurs de PHENIX [207] peuvent être regroupés en trois catégories : les détecteurs globaux, les spectromètres des bras centraux et ceux des bras à muons. Les caractéristiques de chaque sous-système sont résumées dans le Tab. II.3 et seront détaillées dans les paragraphes suivants. La Fig. II.2 est une vue d'ensemble de la disposition des détecteurs de PHENIX.

Les détecteurs globaux renseignent sur les variables globales utilisées dans la majorité des analyses. Il s'agit des compteurs d'interactions, dit *Beam-Beam Counters* (BBC), des calorimètres à zéro degré, dit *Zero-degree Calorimeters* (ZDC), du détecteur de plan de réaction, dit *Reaction Plane* (RxnP) ainsi que du calorimètre à piston, dit *Muon Piston Calorimeter* (MPC). Ils déclenchent l'acquisition et fournissent la position du vertex d'interaction, la centralité ainsi que le plan de réaction de chaque événement. Ces détecteurs sont installés dans la partie Nord et Sud de PHENIX (voir Fig. II.2). Ils seront détaillés dans le paragraphe II.4.

La partie centrale de PHENIX est constituée de deux spectromètres appelés bras, l'un à l'Est et l'autre à l'Ouest. Ces spectromètres permettent de reconstruire la trajectoire des particules chargées produites pendant la collision, de déterminer leur impulsion et leur énergie, ainsi que de mesurer l'énergie des photons. Ils couvrent  $\pm 0,35$  unités de pseudo-rapacité  $\eta$  et  $90^\circ$  en angle azimutal  $\phi$  (voir paragraphe I.1.1 pour la définition des variables et axes caractéristiques). Il se divise en deux parties, une à l'Est et l'autre à l'Ouest, la plupart des détecteurs dits centraux de PHENIX sont présents dans chaque bras. Les chambres à dérive, dites *Drift Chambers* (DC), et le premier étage des chambres à multi-fils, dit *Pad Chambers* (PC1) mesurent la trajectoire des particules chargées. Les détecteurs Čerenkov, dits *Ring-Imaging Čerenkov* (RICH) sont les détecteurs principaux pour l'identification d'électrons, et se situent derrière la première rangée des PC et devant le Calorimètre Électromagnétique,

dit *Electromagnetic Calorimeter* (EMCal), qui mesure l'énergie des électrons et des photons, et donne plus d'information spatiale sur les trajectoires chargées. Le RICH et l'EMCal permettent ensemble de séparer les pions,  $\pi^\pm$ , des électrons,  $e^\pm$ . Les détecteurs de temps de vol, dit *Time of Flight* (ToF), qui se trouvent entre le RICH et l'EMCal, permettent d'identifier les hadrons chargés. Ces détecteurs seront détaillés dans le paragraphe II.5.

Les bras muons couvrent la région vers l'avant  $|\eta| \in [1.2, 2.4]$  et détectent principalement les muons (soit produits directement soit issus de décroissance de hadrons) grâce à l'identificateur de muons, dit *Muon Identifier* (MuID) et au spectromètre à muons, dit *Muon Spectrometer* (MuTr) situés à rapidité positive (bras Nord) et négative (bras Sud) comme sur la Fig. II.2. Les bras Nord et Sud couvrent chacun tout l'azimut. Ces détecteurs seront détaillés dans le paragraphe II.6.

Systèmes	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	Fonction / caractéristique
Aimant central	$\pm 0,35$	$2\pi$	Jusqu'à 1.15 T.m
Aimant Sud	-1,1 à -2,2	$2\pi$	0,72 T.m pour $\eta = 2$
Aimant Nord	1,1 à 2,4	$2\pi$	0,72 T.m pour $\eta = 2$
BBC	$\pm 3,1 - 3,9$	$2\pi$	Référence pour le comptage du temps, déclenchement
ZDC	$\pm 2$ mrad	$2\pi$	Mesure du vertex, géométrie de la collision
RXNP	$\pm 1,5 - 2,8$	$2\pi$	Mesure du plan de réaction
DC	$\pm 0,35$	$2 \cdot \pi/2$	Détermination de l'impulsion et de la trajectoire des particules chargées, $\Delta m/m = 0,4\%$ pour $m = 1$ GeV
PC	$\pm 0,35$	$2 \cdot \pi/2$	Identification de la trajectoire des particules dans la direction non courbée
TEC	$\pm 0,35$	$\pi/2$	Identification de la trajectoire, mesure de la perte d'énergie $dE/dx$ , identification des électrons
HBD	$\pm 0,35$	$2 \cdot \pi/2$	Identification des électrons de faible énergie
MPC	[3, 1; 3, 9]	$2\pi$	Identification des $\pi^0$ et des jets
RICH	$\pm 0,35$	$\pi/2$	Identification des électrons
ToF-E, ToF-W	$\pm 0,35$	$\pi/4$ ( $\pi/8$ )	Identification des hadrons, $\sigma < 100$ ps
PbSc EMCal	$\pm 0,35$	$2 \cdot \pi/2$	Identification des électrons et photons, mesure de l'énergie
PbGl EMCal	$\pm 0,35$	$2 \cdot \pi/2$	Séparation $e^\pm$ et $\pi^\pm$ à $p > 1$ GeV/c par dispersion EM et à $p < 0,35$ GeV/c par le ToF Séparation $K^\pm/\pi^\pm$ jusqu'à 1 GeV/c par ToF
Aerogel	$\pm 0,35$	$\pi/8$	Identification des $p/K/\pi$ à grandes impulsions
MuTr Sud	-1,15-2,25	$2\pi$	Mesure de l'impulsion et de la trajectoire des muons
MuTr Nord	1,15-2,44	$2\pi$	Mesure de l'impulsion et de la trajectoire des muons
MuID Sud	-1,15-2,25	$2\pi$	Séparateur muon/hadrons
MuID Nord	1,15-2,44	$2\pi$	Séparateur muon/hadrons

**Tab. II.3** – Résumé des caractéristiques sous-systèmes de détections de PHENIX. Voir les paragraphes II.4, II.5, et II.6 pour plus de détails sur les acronymes et le fonctionnement des détecteurs

## II.3 Les aimants

PHENIX possède trois aimants [208] faits de parties en fer à température ambiante<sup>(3)</sup> et de bobines refroidies à l'eau : l'aimant central dit *Central Magnet* (CM) et les aimants des bras muons dit *Muon Magnets* (MM) Nord et Sud. La Fig. II.3 représente une vue en tranche des aimants. Les bobines de l'aimant central sont posées sur des surfaces cylindriques à l'extrémité des pistons. Les paragraphes suivants II.3.1, II.3.2 décrivent plus en détails les aimants.

<sup>(3)</sup> Par opposition aux températures basses des pièces cryogéniques d'aimants supra-conducteurs

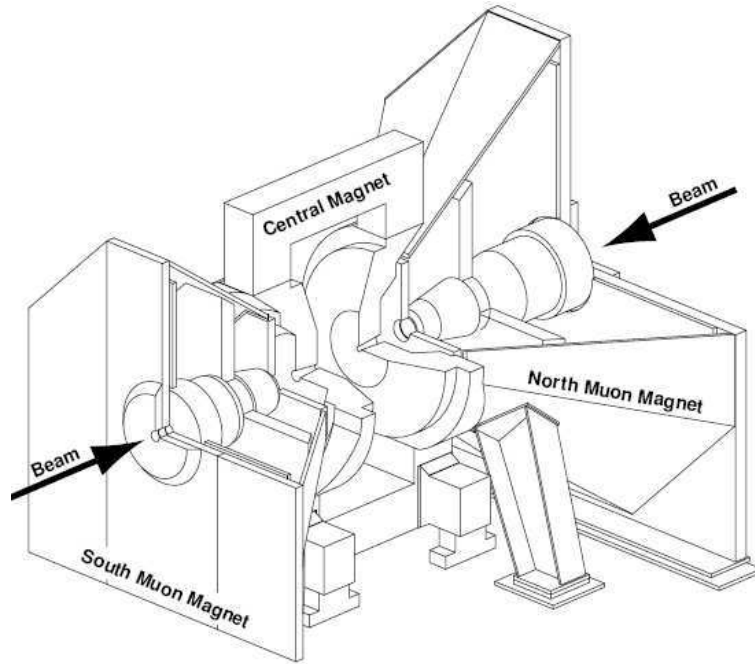


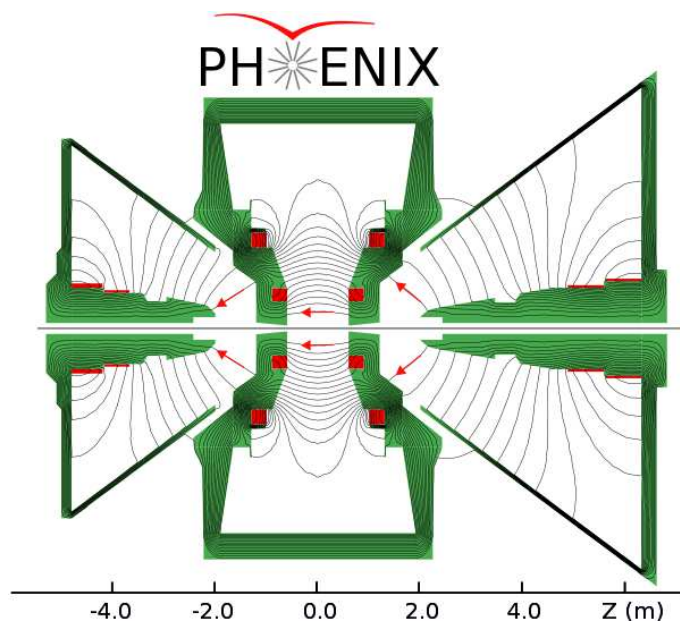
Fig. II.3 – Dessin schématique des aimants de PHENIX vu en perspective et en coupe de la structure intérieure.

### II.3.1 L'aimant central

L'aimant central, dit *Central Magnet* (CM) mesure 9 mètres de long et pèse 500 tonnes. Deux paires de bobines concentriques créent le champ de l'aimant central autour du vertex d'interaction le long de l'axe du faisceau. Les trajectoires des particules chargées sont courbées dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, ce qui permet la mesure de leur impulsion dans l'intervalle de pseudo-rapacité de  $|\eta| \leq 0,35$ . Les deux bobines (interne et externe) peuvent être utilisées séparément, ensemble ou en opposition. Leur champ influence la résolution en impulsion  $\Delta p/p$  des mesures. L'intégrale du champ magnétique vu par une particule chargée est définie par  $\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$  T.m. Le long d'une ligne perpendiculaire à l'axe du faisceau en  $z = 0$ , position du vertex de la collision, sa valeur est de 1,04 T.m pour la configuration (++) où les bobines ont la même hélicité, 0,78 dans le cas où seule la bobine externe est utilisée comme avant 2002 et 0,43 dans la configuration (+-). Dans la région des détecteurs, à environ 2 m du tube du faisceau, l'intensité du champ magnétique est beaucoup plus petite pour permettre d'approcher la trajectoire des particules par une droite. De plus, ce champ doit être gardé à une amplitude faible ( $B_{tot} \leq 200$  gauss) dans le volume actif du RICH pour minimiser les distorsions des trajectoires des particules et préserver ses anneaux Čerenkov. Au voisinage des phototubes de l'EMCal, le champ est inférieur à 10 gauss. La Fig. II.4 montre les lignes de champ quand les deux bobines sont en marche et les courants ont la même hélicité.

### II.3.2 L'aimant des bras muons

Les aimants Sud et Nord (MMS et MMN) utilisent des bobines solénoïdales pour produire un champ magnétique radial dans les bras muons. Ils couvrent un intervalle de pseudo-rapacité de  $1,1 \leq |\eta| \leq 2,3$  et tout l'azimut pour permettre la mesure de petites sections efficaces. Le flux se propage radialement, et sort par les côtés et l'arrière de la forme d'abat-jour formée par les aimants des bras muons, comme le montre la Fig. II.4. Les plaques d'acier que le



**Fig. II.4** – Lignes des champ magnétiques pour les deux bobines de l'aimant central et des aimants muons dans la configuration (++)

champ traverse en sortie servent d'absorbeurs, et constituent le début du MuID. La première plaque d'acier du côté du bras Sud mesure 10 cm de moins que celle du bras Nord, ce qui est compensé par le fait qu'elle est un peu plus loin, de sorte que l'angle entre le piston et celle-ci est de  $12^\circ$ , contre  $10^\circ$  pour le côté Nord. Ceci permet d'avoir les mêmes performances physiques pour les aimants Nord et Sud. L'aimant de chaque bras muons mesure 10 m de haut et pèse 400 tonnes. L'intégrale du champ le long d'une ligne à 15 degrés de l'axe du faisceau est de 0,75 T.m.

## II.4 Les détecteurs globaux

### II.4.1 Les calorimètres à zéro degré (ZDC)

Les calorimètres à zéro degré [209] (ZDC) ont pour fonction de mesurer les neutrons spectateurs dans les collisions ion-ion. Ils sont situés à 18 m de part et d'autre du point d'interaction entre les deux tubes à vide du faisceau et leur acceptance horizontale est de  $\pm 5$  cm. Ainsi chaque ZDC couvre 2 mrad du cône angulaire vers l'avant, ce qui correspond à une pseudo-rapacité de  $4,7 \leq |\eta| \leq 5,6$ . Ils permettent de surveiller la luminosité comme les autres ZDC de RHIC installés aux niveaux des autres halls expérimentaux et de vérifier la collimation du faisceau en début d'injection.

Un ZDC contient trois modules formés par 27 plaques d'alliage de Tungstène (absorbeur) alternées avec des fibres optiques qui dirigent la lumière sur des photomultiplicateurs. Sa profondeur est de deux longueurs d'interactions hadroniques. Les neutrons développent une avalanche hadronique lorsqu'ils traversent l'absorbeur. De la lumière Čerenkov est irradiée dans les fibres au passage des particules chargées issues de l'avalanche. Les plaques sont inclinées de  $45^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau pour favoriser les mesures.

Les ZDC sont sensibles à l'énergie des neutrons issus des fragments résiduels des ions initiaux. La proportion de nucléons ne participant pas à la collision est directement reliée à la géométrie de la collision, comme l'explique le paragraphe II.4.2.2. La corrélation entre l'éner-



gie mesurée dans le ZDC et la charge mesurée dans le BBC a été utilisée pendant la prise de donnée 2004 pour déterminer la centralité des événements dans les collisions noyau-noyau. Le ZDC a une efficacité optimale dans les collisions périphériques où un maximum de nucléons sont spectateurs de la collision. Cependant, dans les collisions ultra-périphériques, les neutrons sont souvent piégés dans des fragments résiduels chargés, ce qui biaise la mesure et a pour conséquence une sous-estimation, pour certaines collisions, du nombre de neutrons spectateurs. Pour cette raison, les analyses ne font recours que de plus en plus rarement aux informations du ZDC pour la mesure de la centralité de la collision.

Le ZDC fournit des informations temporelles de  $\sim 100$  ps, moins précises que celles du BBC. Le ZDC est utilisé dans le système de déclenchement de biais minimum dans les collisions noyau-noyau. Il peut donc servir à la définition des événements de biais minimums pendant l'analyse.

## II.4.2 Les compteurs d'interactions (BBC)

### II.4.2.1 Description

Les BBC [210] (BBC) permettent de déterminer la position du vertex d'interaction et la centralité de chaque collision. Ils peuvent aussi être utilisés pour déterminer le plan de réaction. Ces compteurs ont été conçus pour être fonctionnels quelles que soient les espèces utilisées pour la collision, dans un environnement à fort taux de radiation et baigné dans un champ magnétique intense (0,3 T).

Les compteurs d'interaction sont formés de deux détecteurs identiques installés dans le bras Sud (BBCS) et dans le bras Nord (BBCN) le long du faisceau. Ils sont situés à 144 cm du centre d'interaction. Ils couvrent un domaine en pseudo-rapacité de  $|\eta| \in [3, 0; 3, 9]$  et tout le domaine en azimuth. Ce sont des détecteurs à quartz Čerenkov circulaires de 3 mm de rayon qui détectent les particules chargées produites dans un petit cône autour de l'axe du faisceau et du point d'interaction de PHENIX. Leur rayon extérieur est de 30 cm et intérieur de 5 cm. La lumière est recueillie par 64 tubes photo-multiplieurs (PMT) de diamètre 5 cm. Chaque PMT est capable d'enregistrer entre 1 et 30 particules ionisées.

Associés à une électronique rapide, les BBC sont utilisés comme système de déclenchement pour n'importe quelle énergie et espèce. Ce système de déclenchement accepte les signaux si le vertex du BBC est mesuré à moins de 48 cm du centre de PHENIX, afin d'éviter les interactions des particules avec les pièces polaires de l'aimant et les particules diffusées dans l'acceptance du bras central. Les collisions qui ont déclenché le BBCLL1 sont appelées événements de biais minimum, dit *Minimum Bias* (MB). Elles correspondent à une coïncidence entre les deux BBC où au moins un photo-multiplieur a détecté une particule affectée d'une unité de charge. Plus le nombre de charges détectées est important, plus l'efficacité des BBC est bonne. Ainsi plus les ions collisionnés sont lourds, ou plus l'énergie de la collision est importante, plus l'efficacité sera grande. À faible multiplicité, en collision p+p par exemple, le BBC mesure une section efficace de  $\sigma_{pp}^{MB} = 21.8 \text{ mb} \pm 9,6\%$  ce qui correspond à une efficacité de détection de 51,6% par rapport à la section efficace inélastique totale. En revanche pour les ions d'or à 200 GeV dans le centre de masse, l'efficacité est de  $93 \pm 3\%$ .

Le temps de la collision  $T_0$  et la position au vertex le long du faisceau  $z_{vtx}$  sont calculés comme suit :

$$T_0 = (T_1 + T_2)/2 - z_{bbc}/c \quad (\text{II.2})$$

$$z_{vtx} = (T_1 - T_2)/2 \times c \quad (\text{II.3})$$

avec  $T_1$  et  $T_2$  les temps moyens mesurés pour les particules arrivant dans chaque BBC, et  $z_{bbc}$  la position du centre des BBC Sud et Nord.

La résolution temporelle des PMT dépend de la charge moyenne par tube. En l'occurrence, dans les collisions proton-proton, celle-ci est de  $\sigma_t = 52 \pm 4$  ps alors quelle devient  $\sigma_t = 20$  ps dans les collisions Au+Au. Par ailleurs, la résolution moyenne du temps mesuré par un BBC dépend également du nombre de particules détectées par celui-ci, et est directement reliée (via l'Eq. (II.3)) à la résolution sur la position du vertex. Dans les collisions p+p, la résolution sur la position longitudinale du vertex est de  $\sigma_z = 2$  cm et  $\sigma_z = 0,5$  cm dans les collisions Au+Au <sup>(4)</sup>.

#### II.4.2.2 Centralité de la collision

Les variables relatives à la centralité définies au paragraphe 1.1.3.5 peuvent être estimées de différentes manière. Pour les résultats publiés en utilisant les données Au+Au prises en 2004, la centralité a été déterminée en utilisant la méthode de correspondance de la « montre ». Il s'agit de représenter la distribution de charge du BBC en fonction de celle du ZDC et d'échantillonner en tranches le résultat. La distribution est ensuite rendue plate pour chaque segment de prise de donnée. La correspondance avec un code de Glauber Monte Carlo permet d'obtenir les valeurs moyennes  $\langle N_{part} \rangle$ ,  $\langle N_{coll} \rangle$ , ou encore  $\langle b \rangle$  ainsi que les erreurs systématiques associées [211].

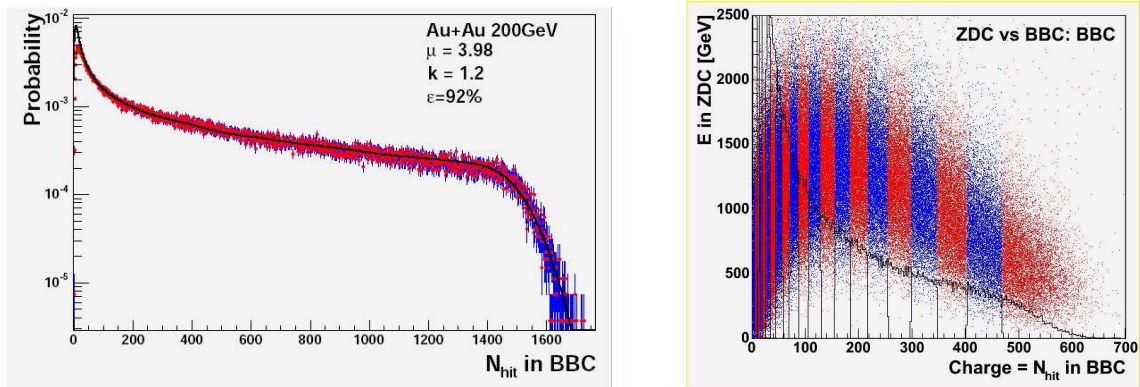
Pour les collisions Au+Au à 200 GeV de la prise de donnée de 2007, la centralité est calculée en utilisant uniquement le BBC [212] et est donnée pour chaque évènement. Ce fut également le cas pour la prise de données Cu+Cu en 2005 [213]. Cette nouvelle méthode est plus précise que la méthode de la « montre ». Elle permet également de corriger des effets de biais du système de déclenchement qui existe dans l'échantillon de données mesurées et donc rend les résultats de PHENIX moins dépendants du ZDC. Par ailleurs, la mise en oeuvre de cette méthode a été l'occasion d'une réévaluation des erreurs systématiques associées à la mesure des classes de centralité. La correspondance avec les simulations Monte Carlo d'un modèle de Glauber permettrait d'obtenir les variables globales mais n'a pas été réalisée pour l'instant. Cependant, celles-ci ne devraient pas être très différentes de celles obtenues au Run-4 pour une tranche en centralité donnée.

Le principe de la méthode BBC repose sur l'hypothèse que la charge totale mesurée par l'un des BBC est linéairement proportionnelle au nombre de nucléons participants à la collision, chacun contribuant de façon égale. Le nombre de coups dans les BBC est ajusté avec une distribution binomiale négative (NBD) [214, 215]. Celle-ci est pondérée par la probabilité pour un nombre de participants donnés, de correspondre au nombre de coups dans les BBC simulés par un modèle Monte Carlo de Glauber [216]. Cette approche se base sur les hypothèses suivantes :

- Le modèle Monte Carlo de Glauber doit reproduire la forme de la distribution de  $N_{part}$  ;
- Les coups produits par les participants sont indépendants les uns des autres ;
- Les  $N_{coups}$  produits par un participant suivent une statistique NBD.

Le résultat de l'ajustement sur les données du Run-7 Au+Au est présenté Fig. II.5a. L'ajustement est de bonne qualité ( $\chi^2/n.d.f < 1$ ). La Fig. II.5b présente les tranches de centralités obtenues avec la nouvelles méthode uniquement basée sur le BBC.

<sup>(4)</sup> Cette résolution dépend également de la centralité.



(a) Multiplicité dans les BBC en fonction du nombre de participants mesurés sur les données Au+Au 200 GeV/c du Run-7 et ajusté avec la méthode BBC

(b) Tranches de centralité avec la méthode BBC utilisé au Run-7

**Fig. II.5** – Variables globales mesurées avec la nouvelle méthode BBC.

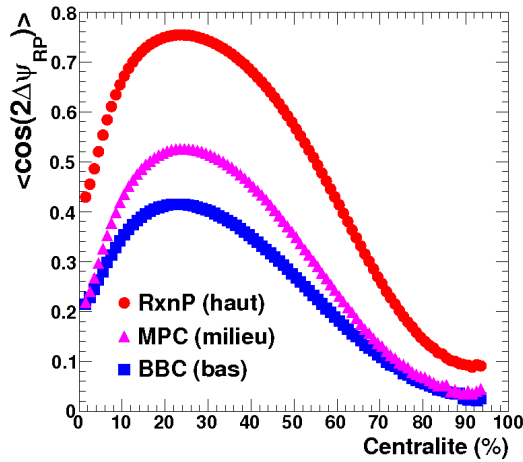
La dispersion de la distribution du nombre de coups est importante pour l'estimation des intervalles en centralité. Elle est définie par deux processus : les fluctuations statistiques du nombre de particules produites par participant, comparables entre la méthode de la montre et la nouvelle méthode, et la dispersion de la distribution dans un intervalle de centralité particulier. À la différence de la méthode de la « montre », la nouvelle méthode ne fait pas l'hypothèse de la maîtrise de la relation entre  $N_{part}$  et l'amplitude des signaux ZDC qui peut être mal connue. En effet, le nombre de neutrons libres vus par le ZDC est obtenu par un excès d'énergie dans la partie du nucléon restant après l'interaction. Cet excès devrait être proportionnel au nombre de nucléons participants manquants. Cependant, lors de collisions très périphériques par exemple, certains neutrons sont capturés dans des fragments chargés et donc ne peuvent pas être détectés. Ainsi la méthode de la « montre » présente des distorsions supplémentaires entre les ZDC qui n'existent pas dans le BBC.

Les signaux des BBC seuls, tels qu'utilisés dans la nouvelle méthode, sont plus faciles à lier aux données. D'autre part, les hypothèses réalisées sur le modèle sont limitées. Les distributions en  $N_{part}$  dans les intervalles de centralité reconstruits avec les coupures du BBC sont jusqu'à 40% plus étroites que celles obtenues par la méthode de la « montre ». Par ailleurs, les erreurs systématiques sur les paramètres du modèle Monte Carlo de Glauber sont beaucoup plus petites qu'avec la méthode de la « montre » par ce que les amplitudes du BBC peuvent être expliquées physiquement dans la nouvelle méthode et ne découlent pas simplement d'une correspondance avec la simulation. Le gain le plus important sur les systématiques vient de l'introduction des profils d'efficacité qui permettent de contraindre l'incertitude de l'efficacité du système de déclenchement dans un nombre d'intervalles limités alors que ces incertitudes pourraient affecter les données.

### II.4.3 Le détecteur du plan de réaction (RxnP)

Le détecteur de plan de réaction [217] (RxnP) a pour objectif d'améliorer la mesure du plan de réaction qui jusqu'en 2007 était réalisée avec le BBC. La résolution obtenue avec le RxnP est presque deux fois meilleure qu'avec le BBC comme le montre la Fig. II.6 dont l'axe des ordonnées sera expliqué plus en détail au paragraphe V.2.1. Le RxnP permettra d'augmenter la précision d'un certain nombre de mesures utilisant le plan de réaction <sup>(5)</sup>.

<sup>(5)</sup> Comme la mesure de l'anisotropie spatiale du  $J/\psi$  détaillée au chapitre V.33.



**Fig. II.6** – Indicateur de la résolution du plan de réaction mesurée par les BBC (cercles rouges), par les MPC (triangles magenta) et par les RxnP (carrés bleus). Plus  $\langle \cos(2\Delta_{RP}) \rangle$  est grand, plus les informations sur le plan de réaction sont précises.

Le RxnP est constitué principalement de scintillateurs de 2 cm d'épaisseur placés à 38 cm du vertex d'interaction. La Fig. II.7 indique les dimensions et la segmentation des éléments constituant le RxnP. Les scintillateurs sont divisés en 12 secteurs en  $\phi$  couvrant l'azimut  $[-\pi, \pi]$ . Ce nombre a été optimisé pour minimiser les effets de perte d'efficacité liés aux canaux morts. Le détecteur est également segmenté en deux cercles concentriques dont l'anneau intérieur s'étend entre  $r = 5$  cm et  $r = 18$  cm, et l'anneau extérieur entre  $r = 18$  et  $r = 33$  cm. Ceci permet au détecteur de couvrir deux régions en pseudo-rapacité :  $1, 0 \leq |\eta| \leq 1,5$  et  $1,5 \leq |\eta| \leq 2,8$ . Cette segmentation est optimale pour maximiser l'acceptance et l'efficacité de détection tout en limitant les effets d'auto-corrélations sur la détermination du plan de réaction, induits par la création de jets dans la collision. Il faut en effet pour cela qu'un nombre suffisant de tubes de photo-multiplificateurs puissent lire des domaines en  $\eta$  de façon indépendante.

#### II.4.4 Les Calorimètres à pistons (MPC)

Les calorimètres à pistons (MPC) sont des calorimètres situés à rapidité positive (MPCN) et négative (MPCS). Chacun est composé de rangées de cristaux de  $\text{PbWO}_4$ , installées près du faisceau. Ils vont permettre l'identification des gerbes hadroniques de désintégration et ainsi la mesure des pions neutres, des mésons  $\eta$  et des jets sur une région en pseudo-rapacité de  $3, 1 < \eta < 3,65$  et  $0 < \phi < 2\pi$  en azimut. Malgré sa position dans la région de pseudo-rapacité positive, les MPC sont considérés comme des détecteurs globaux parce qu'ils peuvent renseigner sur la géométrie de la collision et mesurer le plan de la réaction avec plus de précision que les BBC, comme le montre la Fig. II.6. Cependant, la fonction principale de ces calorimètres est de permettre l'étude des asymétries de spin dans les collisions polarisées p+p dans une nouvelle région en rapidité et la recherche de l'existence du CGC à des  $x$ <sup>(6)</sup> plus petits que ce que pouvait mesurer PHENIX jusqu'à présent notamment dans les collisions d+Au. Leur résolution ne permet pas d'être utilisé de façon performante dans les collisions Au+Au car la multiplicité des événements y est trop grande. La Fig. II.8 résume la couverture en pseudo-rapacité des MPC et des autres calorimètres de PHENIX.

<sup>(6)</sup> Fraction d'impulsion portée par le gluon, voir paragraphe 1.2.3.1.

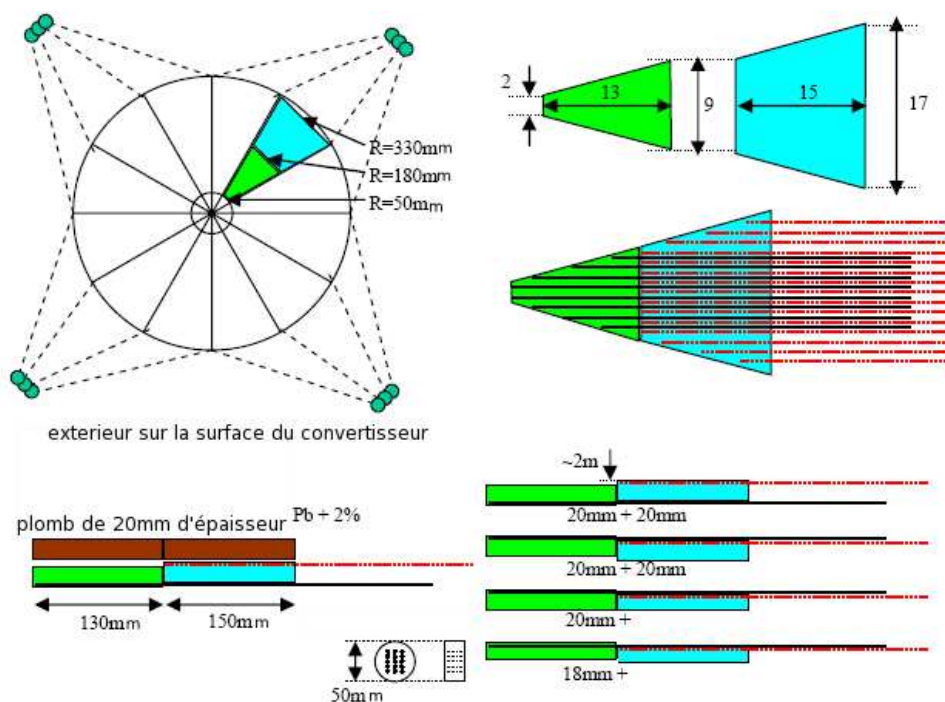


Fig. II.7 – Détails de la structure du détecteur de plan de réaction RxnP.

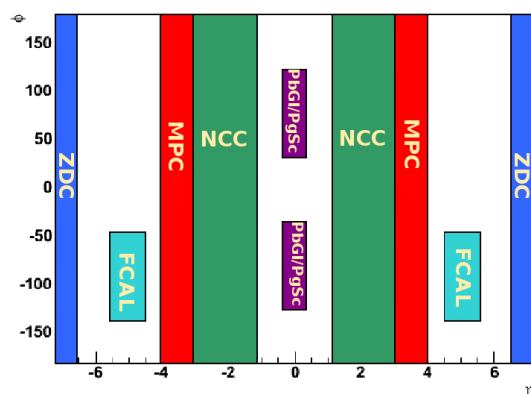


Fig. II.8 – Couverture en pseudo-rapidity des calorimètres proches du vertex

## II.5 Les détecteurs des bras centraux

Les bras centraux [218] regroupent les systèmes de trajectographie des particules chargées et la calorimétrie électromagnétique placée en dehors du champ magnétique. Le calorimètre électromagnétique (EMCal) [219] est le sous-système le plus extérieur des bras centraux. Il mesure l'énergie des photons et des électrons. Il est très segmenté ce qui lui permet d'obtenir une bonne résolution en position. Il est constitué de scintillateurs au plomb (PbSc) qui permettent d'obtenir une mesure précise du temps, et de calorimètres au verre au plomb (PbGl) pour obtenir une bonne résolution en énergie.

Le système de trajectographie utilise trois groupes de chambres proportionnelles à multi-fils (PC) pour fournir la position tridimensionnelle utilisée lors de la reconstruction des trajectoires, et pour déterminer l'impulsion longitudinale ( $p_z$ ) des particules. La reconstruction précise (en  $r, \phi$ ) des trajectoires dans les chambres à dérive (DC) permet d'obtenir une excellente résolution en impulsion. Une chambre à expansion temporelle (TEC) dans le bras Est complète les informations sur la position des particules et permet l'identification supplémen-

taire des particules grâce à une séparation en énergie. Les détecteurs de temps de vol (ToF) et Čerenkov (RICH) jouent un rôle majeur dans l'identification des particules. La résolution temporelle de 85 ps du ToF permet de séparer les kaons des pions jusqu'à  $p = 2,5 \text{ GeV}/c$  et permet l'identification des protons jusqu'à  $p = 5 \text{ GeV}/c$ . Pendant les collisions p+p, moins de particules sont présentes dans le BBC, ce qui réduit sa résolution temporelle et par conséquent celle du ToF. En utilisant les informations du RICH, de la TEC et de l'EMCal, il est possible de diminuer la contamination des électrons jusqu'à  $1/10^4$  pour un grand intervalle en impulsion. Les candidats électrons sont obtenus en combinant les informations venant des DC et PC portant sur la trajectoire, la forme et la position du cône de lumière Čerenkov du RICH et la position du dépôt d'énergie dans l'EMCal. Le rapport  $E/p$  est utilisé pour discriminer les électrons des hadrons.

### II.5.1 Les chambres à dérive (DC)

Les chambres à dérive [218] (DC) sont essentielles à la reconstruction des trajectoires des particules à rapidité centrale. Elles permettent notamment de reconstruire la trajectoire des particules chargées dans un environnement à haute multiplicité dans la direction  $r - \phi$  de façon à déterminer leur impulsion transverse. Les DC sont composées de chambres à gaz à multi-fils situées à une distance du faisceau comprise entre 202 cm et 246 cm et occupent 180 cm en longueur et  $90^\circ$  en  $\phi$  pour chaque bras (Est et Ouest). La résolution spatiale d'un fil est inférieure à 0,15 mm en  $r - \phi$  et la séparation de deux trajectoires par un seul fil est supérieure à 1,5 mm. La résolution spatiale en  $z$  est supérieure à 2 mm, et l'efficacité d'un seul fil supérieure à 95%.

La Fig. II.9 montre une vue schématique d'une DC. Chaque chambre à dérive comporte un cylindre de titane pour armature supportant un réseau de fils de 42 cm de largeur et 180 cm de longueur. Le volume actif de la DC est rempli à moitié par de l'argon et l'autre moitié par de l'éthane. Le mélange a été choisi en raison de la vitesse uniforme de dérive des particules chargées dans un tel mélange, de son haut gain et de son faible coefficient de diffusion. Chaque bras contient 20 segments couvrant  $4,5^\circ$  d'angle azimutal. Il y a six types de modules de fils d'anode dans chaque segment, appelés X1, U1, V1, X2, U2, et V2, et chacun contient quatre plans d'anodes et quatre plans de cathodes. Les fils X1 et X2 sont disposés circulairement autour du faisceau pour permettre de reconstruire la trajectoire des particules dans le plan  $r - \phi$ . Les fils U et V font un angle de  $6^\circ$  avec les fils X, et permettent de mesurer les coordonnées  $z$  de la trajectoire.

### II.5.2 Les chambres proportionnelles à multi-fils (PC)

Les bras centraux de PHENIX comportent trois couches de chambres à fils proportionnelles appelées *Pad Chambers* [218] (PC). Leur fonction principale est de mesurer la position des particules chargées avec précision.

La première couche, PC1, est située juste derrière la DC dans chaque bras. La PC2 est installée entre le RICH et l'EMCal dans le bras Ouest seulement. La PC3 est installée dans le bras Ouest entre le ToF Ouest et le calorimètre PbSc et dans le bras Est entre la TEC et l'EMCal. Chaque chambre contient un plan de fils dans un volume de gaz délimité par deux plans de cathodes segmentées en rangées de pixels. Le schéma Fig. II.10 présente schématiquement la pixélisation des cathodes. Lorsqu'une avalanche est créée par le passage d'une particule chargée près d'un fil d'anode, la charge induite sur un nombre de pixels est

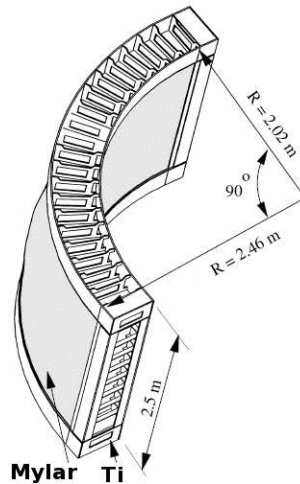


Fig. II.9 – Structure d'une chambre à dérive

lue sur une électronique spécialement conçue. L'élément de base du détecteur est un groupe de neuf pixels.

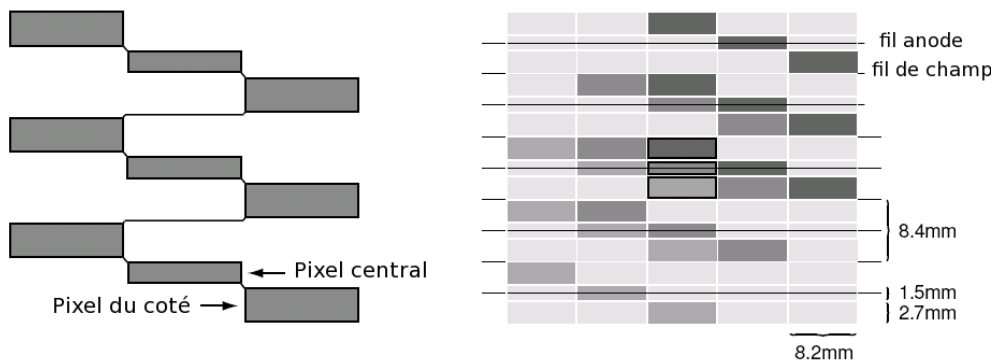


Fig. II.10 – Géométrie d'un élément de détection d'une PC à droite. Une cellule est définie par trois pixels au centre de la figure de droite, qui sont détaillés sur la figure de gauche.

La PC mesure des points de la trajectoire droite des particules en dehors du champ magnétique pour les PC2 et PC3 avec une résolution de 1,7 mm dans la direction de  $z$  et 2,5 mm dans la direction de  $r - \phi$ . La PC1 mesure un point situé juste derrière la DC, fournissant ainsi la coordonnée  $z$  d'une trajectoire, et est donc essentielle à la reconstruction de l'impulsion en trois dimensions d'une particule. Les informations des PC sont également essentielles pour l'identification des particules, en particulier pour l'identification des électrons, car elles permettent de rejeter les gerbes hadroniques détectées par l'EMCal pour lesquelles aucun coup n'est associé dans la PC. Les informations de la DC et la PC1 permettent d'obtenir le vecteur directeur des morceaux de trajectoires nécessaires à l'analyse des données du RICH. Les PC2 et PC3 servent à résoudre les ambiguïtés venant des autres détecteurs car, par exemple,  $\sim 30\%$  des particules détectées par l'EMCal sont produites soit par interaction secondaire ou décroissance de particules en dehors de l'acceptance de la DC et de la PC2, soit par des trajectoires primaires de petite impulsion transverse qui se courbent dans le champ magnétique où baigne la PC1, et heurtent la PC2 et PC3. La reconnaissance de trois points d'une ligne droite répartis dans le spectromètre assure une réponse correctement corrélée aux détecteurs RICH, TEC et EMCal pour l'identification des particules et à la DC pour la mesure de l'impulsion.

### II.5.3 Les chambres à expansion temporelle (TEC)

La chambre à expansion temporelle [218] (TEC) mesure la position et l'impulsion des particules chargées et les identifie. Elle est composée d'un jeu de 24 grandes chambres à fils regroupées dans quatre secteurs par bras lui permettant de suivre toutes les particules chargées qui passent dans la région active entre le RICH et l'EMCal et de donner les vecteurs directeurs de leur trajectoire ce qui complète les informations provenant des DC et PC. La TEC mesure l'énergie perdue par ionisation ( $dE/dx$ ) des particules chargées ce qui permet de les identifier, et notamment de séparer les électrons des pions.

Les six chambres à fils de chaque secteur sont construites à l'intérieur de deux segment plats dans chaque bras, situés à  $z = 4,35$  m. L'aire active couverte est de  $|\eta| \leq 0,35$ . Un mélange gazeux à base d'argon permet d'assurer les performances de reconstruction et d'identification. La vitesse de dérive varie entre 15 et 30 mm/s.

### II.5.4 Le Ring-Imaging Čerenkov (RICH)

Le Ring-Imaging Čerenkov [220] (RICH) été conçu principalement pour identifier les électrons. Son pouvoir de rejection des hadrons est supérieur à  $1/10^4$  en dessous d'une impulsion de 4,7 GeV/c. Pour les collisions p+p, le RICH sert aussi de système de déclenchement de niveau 1 pour la collecte d'événements contenant des électrons.

Chaque RICH a un volume de 40 m<sup>3</sup>, une fenêtre d'ouverture de surface 8,9 m<sup>2</sup>, et une fenêtre de sortie de surface 21,6 m<sup>2</sup>. Les détecteurs contiennent 48 miroirs formés de deux surfaces sphériques concentriques, pour un total de 20 m<sup>2</sup> de surface de réflexion. Les miroirs concentrent les radiations Čerenkov sur deux rangées de photomultiplicateurs situées de chaque côté de la fenêtre d'entrée. Les phototubes de verre absorbent les photons de longueur d'onde inférieure à 200 nm. La réflectivité des miroirs est de 83% à 200 nm, et augmente à 90% à 250 nm. Pendant la prise de données 2007, les pions d'impulsion supérieure à 4,65 GeV/c émettent du rayonnement Čerenkov dans le CO<sub>2</sub>, utilisé comme gaz radiatif. Il est alors possible de rejeter ces pions.

### II.5.5 Le compteur Aerogel Čerenkov

Le compteur Aerogel Čerenkov [220] a été installé pour renforcer la capacité d'identification de PHENIX, notamment à haute impulsion transverse (jusqu'à 9 GeV/c). L'Aerogel couvre un volume de 390 cm( $z$ )  $\times$  120 cm( $\phi$ )  $\times$  30 cm( $r$ ) dans le bras Ouest depuis 2003 et Est depuis 2004. Il est situé à  $r = 4,5$  cm du faisceau, entre la PC2 et PC3. Il est constitué de 160 cellules placées en rangées de 16( $z$ ) $\times$ 10 ( $\phi$ ). Pour éliminer les espaces morts, une cellule sur deux est tournée autour de l'axe  $z$ . Chaque boîte comporte un espace de 22( $z$ ) $\times$ 11( $\phi$ ) $\times$ 12( $r$ ) cm<sup>3</sup> contenant l'Aerogel d'indice de réfraction  $n = 1,0114$ . Deux tubes photomultiplicateurs sont placés face à chaque cellule. Les signaux de chaque photo-multiplicateur sont amenés aux cartes de pré-amplifications situées sur l'extérieur de la structure de l'Aerogel.

### II.5.6 Le détecteur de temps de vol (ToF E et W)

Les détecteurs de temps de vol [220] (ToF) sont des compteurs qui mesurent la position des particules chargées et identifient les hadrons. Ils sont situés à 5 m du vertex de la collision, et



sont formés de 960 scintillateurs de plastique munis de photo-multiplicateurs pour la lecture des signaux.

Pour l'identification de particules, la méthode la plus performante consiste à comparer le temps de vol de la particule à l'impulsion donnée mesuré avec des scintillateurs orientés le long de la direction  $r - \phi$ . La résolution temporelle du ToF d'environ 100 ps permet de séparer les kaons des pions jusqu'à une impulsion de 2,4 GeV/c. La couverture azimutale du ToF est réduite à 45° soit la moitié de la couverture azimutale de chaque bras. Le ToF W a été rajouté au bras Ouest en 2007.

### II.5.7 Le calorimètre électromagnétique (EMCal)

Le calorimètre électromagnétique [219] (EMCal) a été conçu pour mesurer avec précision la position et l'énergie des photons et des électrons produits dans les collisions nucléon-nucléon. L'EMCal fournit également une bonne mesure de l'énergie hadronique produite à rapidité nulle, et donc de l'énergie totale produite dans la collision. Il joue aussi un rôle important dans l'identification des particules comme dans le système de déclenchement de PHENIX à cause de sa détection rapide des photons et des électrons de haute impulsion transverse.

L'EMCal couvre toute l'acceptance en rapidité des bras centraux (voir Fig. II.8). Il est composé de quatre secteurs de calorimètres de scintillation en plomb dans le bras Ouest, deux autres calorimètres de scintillation dans le bras Est, et deux calorimètres Čerenkov de verre au plomb dans le bras Est. Les secteurs de verre au plomb (PbGl) ont été précédemment utilisés dans les expériences WA80 [221] et WA98 [222]. Le calorimètre de scintillation en plomb est un calorimètre d'échantillonnage de type Shashlik fait de piles de plombs alternées avec des scintillateurs et représentant 15552 tours de  $5,25 \times 5,25 \times 27,0 \text{ cm}^3$ . La profondeur de l'EMCal correspond à 18 longueurs de radiation. Elle est choisie pour optimiser la séparation électron/pion via le rapport énergie/impulsion. Cette séparation repose sur le fait que les distributions en énergie des particules électromagnétiques et hadroniques sont différentes et touchent un nombre différent de tours adjacentes du calorimètre, notamment à cause des gerbes secondaires. La résolution en énergie du calorimètre de verre au plomb est de  $6\% \sqrt{E}$ , alors que la résolution en énergie du scintillateur de plomb n'est que  $8,1\% \sqrt{E}$ .

### II.5.8 Le détecteur insensible aux hadrons (HBD)

Le détecteur insensible aux hadrons [223] (HBD), ajouté à l'expérience PHENIX en 2007, a été conçu pour identifier des paires d'électron-positron à petit angle qui viennent de la décroissance des mésons  $\pi^0$  et des conversion  $\gamma$ , afin de réduire le bruit de fond combinatoire dans des régions en masse plus petite que  $1 \text{ GeV}/c^2$ .

Le HBD est un détecteur Čerenkov situé à moins de 50 cm du faisceau et composé de photo-cathode (CsI) et de trois couches de détecteurs gazeux ( $CF_4$ ) qui assurent l'amplification des électrons  $10^4$  fois. Le HBD est sensible à la moindre charge produite par les photons Čerenkov et insensible à des ionisations plus grandes provenant des hadrons le traversant. La différence entre ces deux processus résulte de la localisation des charges primaires : l'ionisation est toujours située dans un module unique alors que les électrons primaires qui produisent de la lumière Čerenkov rependent leur ionisation au moins sur deux modules adjacents. En d'autres termes, un module de détection du HBD est sensible aux rayonnements ultra-violet, mais opaque aux hadrons qui le traversent. Les électrons produits par ionisation des particules

dans le volume de gaz au dessus de la photo-cathode peuvent être supprimés par un champ de dérive qui les éloigne de la zone d'amplification.

La Fig. II.11 présente les éléments du HBD. Le détecteur consiste en deux demi-cylindres faits de panneaux de fibres de verre. Les six secteurs intérieurs sont couverts d'une seule pièce de film Kapton où sont disposés 1152 blocs appelés pads. Ce film permet également de sceller le gaz. Les particules entrent dans le détecteur par des fenêtres de mylar et d'aluminium de 0,12 mm de diamètre. Douze modules d'amplification (GEM) sont situés dans la partie intérieure de chaque demi-cylindre du HBD de dimension  $27 \times 23 \text{ cm}^2$ . L'amplification s'effectue grâce aux GEM de chaque module. Ceux-ci sont divisés en 28, dont chacune possède une haute tension séparée afin de diminuer l'énergie stockée dans chaque GEM au cas où une décharge électrique aurait lieu. Tous les GEM d'un module sont alimentés par une unique haute tension en passant par une chaîne de résistances.

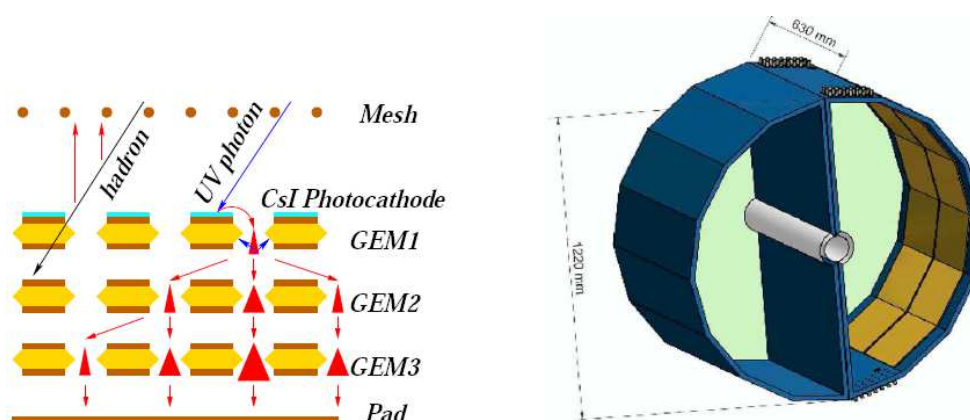


Fig. II.11 – Gauche : schéma d'une unité d'amplification. Les lignes rouges et bleues sont respectivement des trajectoires d'électrons et de photons. Droite : vue schématique du détecteur final.

Ce détecteur n'a pas eu une performance optimale pendant le Run-7 principalement à cause de problèmes de hautes tensions et d'un manque de protection contre des décharges électriques dues à une trop grande ionisation dans le volume gazeux qui endommagèrent les GEM. Ceci a eu des répercussions notamment sur la mesure de la production du  $J/\psi$  dans à rapidité nulle qui souffre d'un bruit de fond plus grand qu'en 2004. Des modifications ont été apportées pour les prises de données futures et devraient assurer un meilleur fonctionnement du HBD.

## II.6 Les bras muons

Les bras muons [224] permettent de détecter des muons de pseudo-rapacité  $1, 2 \leq |\eta| \leq 2, 4$  et couvrent toute l'acceptance en azimuth. Les muons sont identifiés dans l'identificateur de muons, dit *Muon Identifier* (MuID) grâce à une alternance de plans instrumentés et d'absorbeurs qui permet de rejeter les pions et les kaons. Le trajectographe à muons, dit *Muon Tracker* (MuTr) est composé de plans de chambres à fils proportionnelles baignées dans un champ magnétique radial ce qui lui permet de reconstruire les trajectoires des muons avec une résolution spatiale de  $\sim 500 \mu\text{m}$  et de mesurer leur impulsion. La Fig. II.12 détaille la structure d'un bras muons.

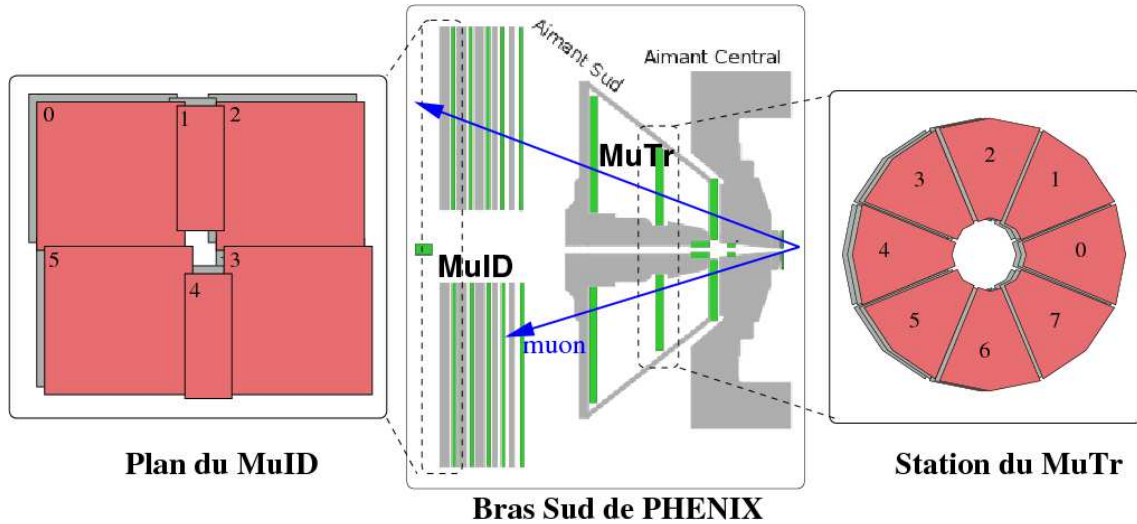


Fig. II.12 – Disposition du bras muons Sud avec à gauche une vue de face d'un plan du MuID et à droite d'un plan de cathode du MuTr.

### II.6.1 L'absorbeur frontal

La partie latérale de l'aimant du bras central a une épaisseur de laiton et de fer de 30 et 20 cm pour les bras Nord et Sud respectivement. Associée à un « nez » en cuivre de 20 cm d'épaisseur, elle forme l'absorbeur frontal des bras muons. L'épaisseur de l'absorbeur frontal a été choisie pour ne pas trop dégrader la résolution en impulsion des particules et permettre de rejeter le bruit de fond à la mesure des muons. Afin de limiter la probabilité que des muons provenant de désintégration de pions soient détectés par le MuID, 60 cm d'absorbeur d'acier sont ajoutés devant le MuID. Ceci permet de rejeter les muons de faible impulsion. Un muon doit avoir une énergie d'au moins 1,9 GeV au vertex pour atteindre le premier plan du MuID et il ne traversera tous les plans que si son énergie initiale est supérieure de 2,7 GeV. L'épaisseur totale des absorbeurs entre l'arrière du nez du cône et l'aimant central est optimisée pour ne laisser pénétrer que 3% des hadrons de 4 GeV/c issus du vertex primaire.

Des désintégrations peuvent se produire avant interaction avec l'absorbeur, et, malgré la présence de l'absorbeur, les muons provenant de la désintégration  $\pi, K \rightarrow \mu + \nu_\mu$  font partie du bruit de fond physique interagissant avec le spectromètre. Pour minimiser cette contamination, l'absorbeur est placé près de la zone d'interaction. Près de 1% des pions se désintègrent en muons avant d'atteindre l'absorbeur frontal et s'ajoutent donc aux muons « prompts » produits au vertex primaire. Cette contamination se traduit par un ratio  $\mu_{\text{prompt}}/\mu_{\text{desintegration}}$  à priori irréductible de  $10^{-3}$  au niveau des bras muons pour. Les absorbeurs entre les plans instrumentés du MuID permettent ensuite de diviser d'un facteur quatre ce taux de mauvaise identification d'un muon « prompt ».

### II.6.2 L'identificateur de muons (MuID)

#### II.6.2.1 Structure

L'identificateur de muons (MuID) permet de distinguer les muons des pions et kaons produits pendant la collision grâce à l'alternance de plans de détection avec cinq blocs d'acier qui servent d'absorbeur. Ces blocs d'acier sont intégrés aux aimants pour des raisons de facilité

de conception. Ils mesurent 10 cm de profondeur pour les deux premiers, et 20 cm pour les autres, 13 m de large et 10,7 m de haut, pesant en tout 1200 tonnes. Ils entrent exactement dans l'espace situé entre les aimants et les murs derrière les bras muons.

Les plans de détections sont divisés en six panneaux instrumentés horizontalement et verticalement par des tubes Iarocci. Ce sont des tubes à dérive comportant des fils d'anode au centre. Huit fils d'anode et leur volume de gaz adjacent sont contenus par du graphite et constituent un tube Iarocci. Les tubes sont regroupés dans des cellules et sont maintenus au centre à l'aide de fils de plastiques positionnés tous les 50 cm le long du tube. Un bi-pack est un jeu de deux tubes du MuID qui se chevauchent et appartiennent aux deux couches adjacentes des panneaux du MuID qui ont la même orientation. Un groupe de bi-pack orienté horizontalement et un autre groupe orienté verticalement sont regroupés à l'intérieur d'une boîte d'aluminium.

Les six panneaux sont arrangés autour du trou du faisceau tel que le montre la Fig. II.12 de gauche. Chaque grand panneau contient 118 tubes horizontaux de longueur 5,200 m et 128 tubes verticaux de longueur 5,010 m. Les panneaux plus petits contiennent 90 tubes horizontaux de longueur 2,504 m et 52 tubes verticaux de longueur 3,821 m. Ainsi chaque panneau mesure 13,1 m de large et 10,7 m de haut. Les panneaux adjacents se recouvrent au niveau des bords pour réduire les espaces morts. Le MuID contient deux volumes de gaz. Le premier volume est situé autour des tubes. C'est un mélange de  $CO_2$  et jusqu'à 25% de  $C_4H_{10}$  qui permet la détection. Le deuxième volume est limité par chaque panneau et entoure le premier volume. Il est composé de  $N_2$  qui permet de maintenir l'électronique sèche et dilue le gaz inflammable du premier volume dans le cas d'une fuite primaire.

La tension de fonctionnement des tube Iarocci est de 4500 V. Le temps de dérive (60 ns) des ions produits lors du passage d'une particule, obtenu sur les tests en faisceau, est largement inférieur à la période qui sépare le croisement des paquets du faisceau (106 ns). Ceci, associé au petit nombre de canaux, autorise l'utilisation du MuID comme système de déclenchement. L'efficacité de détection par les bi-packs des muons de 4 GeV/c d'impulsion est en moyenne de 97%. En combinant le MuID aux absorbeurs en amont du MuTr, le pouvoir de réjection des muons de désintégration pour les muons de 2 à 10 GeV/c est de  $2 \times 10^{-4}$  à  $3,9 \times 10^{-4}$ . La faible efficacité du MuID pour les muons de 2 GeV/c vient de la perte d'énergie à cause de le l'absorbeur frontal et des absorbeurs MuID.

### II.6.2.2 Système de déclenchement MUIDLL1

À cause de la segmentation plus grossière du MuID par rapport au MuTr, sa résolution spatiale est moins bonne. En revanche, le faible nombre de canaux permet une lecture rapide des informations. Ceci permet d'utiliser le MuID comme système de déclenchement de niveau 1 (MUIDLL1) pour sélectionner les événements rares contenant, par exemple, un  $J/\psi$ .

Derrière le MuID se trouve un plan d'absorption supplémentaire de 20 cm d'épaisseur suivi à son tour, quelques mètres plus loin, par un mur d'acier d'environ 120 cm d'épaisseur. Le MuID est ainsi protégé des particules émises depuis l'arrière du détecteur, et provenant d'interactions du faisceau avec les parois du tube à vide, particulièrement nombreuses lorsque le faisceau n'est pas suffisamment bien collimé et/ou lorsque la luminosité est élevée. Le Run-3 a permis de mettre en évidence l'existence de ces particules et leur effet sur les performances du MuID. L'ajout du mur d'acier a réduit le taux de déclenchement du MuID sur de faux muons de grande impulsion et a rendu possible l'utilisation du MUIDLL1 comme système de déclenchement de niveau 1 en coïncidence avec le déclenchement de biais mini-

mun. Les caractéristiques techniques du fonctionnement du MUIDLL1 sont décrites dans le paragraphe 11.6.4.1

### 11.6.3 Le trajectomètre à muons (MuTr)

Le trajectomètre à muons (MuTr) a été conçu pour permettre de distinguer le  $J/\psi$  dont la masse est de  $M = 3,097 \text{ GeV}/c^2$  du  $\psi'$  de masse  $M = 3,686 \text{ GeV}/c^2$ , ainsi que le  $\Upsilon(1S)$  de masse  $M = 9,46 \text{ GeV}/c^2$  des  $\Upsilon(2S)$  et  $\Upsilon(3S)$  de masses respectives de 10,02 et 10,36  $\text{GeV}/c^2$ . Pour atteindre cet objectif, la résolution nécessaire est de  $\sim 120 \text{ MeV}$ <sup>(7)</sup>. Par ailleurs, il doit avoir une occupation suffisamment faible pour pouvoir reconstruire efficacement les trajectoires des particules produites dans les collisions Au+Au centrales, tout en gardant une bonne efficacité dans des événements d'occupation plus faible mais où le taux des événements est plus important comme dans les collisions p+p et d+A.

#### 11.6.3.1 Structure

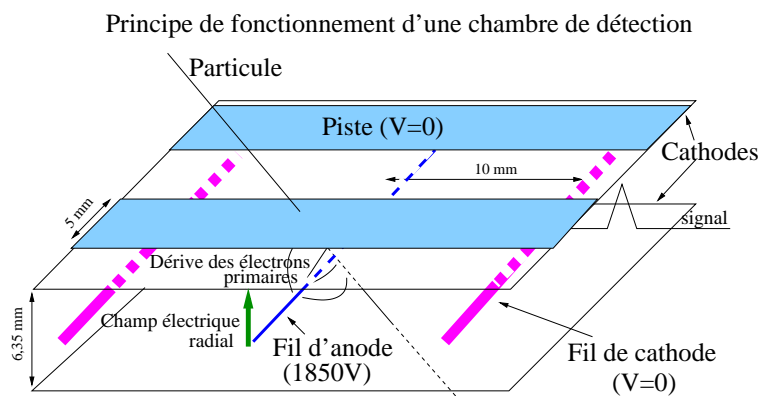
Le MuTr mesure les particules chargées qui traversent ses trois stations de détection. Les stations sont composées de trois, trois et deux chambres (gaps), chacune étant formée de deux plans de cathodes séparés de 6,35 mm les uns des autres. Chaque chambre à cathode à multi-fils est divisée en huit octants, à leur tour divisés en demi-octants. Ainsi 512 modules de détections indépendants composent le MuTr. Chaque chambre est formée d'une paire de plans de cathodes de chaque côté du plan de fils d'anode comme schématisé sur la Fig. 11.13. Les pistes de cathodes font 5 mm de largeur et une seule piste sur deux est lue par l'électronique. Entre les plans de cathodes, les fils d'anodes de 20  $\mu\text{m}$  d'épaisseur sont intercalés avec des fils de cathode (potentiel nul) d'épaisseur 75  $\mu\text{m}$ , espacés les uns des autres de 10 mm.

Une technologie en nids d'abeille a été utilisée pour la réalisation des chambres des station 1 et 3 et une technologie de feuille fine pour la station 2. Le positionnement des pistes de chaque cathode a une précision de 25 microns. Pour ce faire, la station 1 a été construite en utilisant de la photolithographie, la station 2 de la gravure électromécanique et la station 3 une écriture mécanique. La moitié des plans de cathodes ont leurs pistes perpendiculaires aux fils d'anodes et représentent les vues dites non stéréos, et l'autre moitié ont leurs pistes à des angles stéréos variant entre 0 et 11,25°. Le Tab. 11.4 résume l'angle entre les pistes et les fils d'anode pour les différentes chambres<sup>(8)</sup>.

Le mélange de gaz dans une chambre est 50% d'argon, 30% de  $\text{CO}_2$ , et 20% de  $\text{CF}_4$ . Les hautes tensions de fonctionnement typiques pour ce gaz sont de 1850 V avec un gain approximatif de  $2 \times 10^4$ . Si trop de hautes tensions sautent pendant la prise de données, celle-ci doit être interrompue pour les remonter. Ce phénomène est particulièrement fréquent lorsqu'il y a beaucoup d'humidité dans l'air ou lorsque la multiplicité des collisions est grande. La charge déposée dans une chambre par une particule au minimum d'ionisation est de 100 électrons. Après dérive des électrons primaires vers les fils d'anode, et multiplication de ces charges au voisinage des fils d'anode, la charge totale sur le fil est de 320 fC environ. Cette charge suit une distribution de Landau. Des études ont été réalisées pour optimiser le fonctionnement de la reconstruction en fonction de la haute tension appliquée aux fils et sont détaillées dans

<sup>(7)</sup> Dans la pratique, PHENIX n'est pas encore parvenu à ces distinctions notamment parce que la résolution en masse est dégradée à cause de la diffusion multiple des muons dans l'absorbeur, et de l'incertitude sur l'alignement des détecteurs. En particulier, le  $\psi'$  ne sera pas distingué du  $J/\psi$  dans les résultats de ce manuscrit.

<sup>(8)</sup> Les signes positifs et négatifs ( $\pm$  et  $\mp$ ) des stations 2 et 3 viennent du fait que les angles stéréos des deux demi-octants d'un même octant dans ces stations ont des signes opposés, ce qui n'est pas le cas dans la station 1.



**Fig. II.13** – Fonctionnement d'une chambre de détection (gap) avec ses plans de fils d'anodes et de pistes de cathodes non stéréos.

le chapitre III. La charge dérive vers les pistes d'anode sous l'effet du champ électrique radial présent dans les chambres.

	Gap 1		Gap 2		Gap 3	
	cathode 0	cathode 1	cathode 2	cathode 3	cathode 4	cathode 5
station 1	-11.25	0	6	0	11.25	0
station 2	0	$\pm 7.5$	0	$\pm 3.75$	0	$\pm 11.25$
station 3	$\mp 11.25$	0	$\mp 11.25$	0		

**Tab. II.4** – Angles (en degré) des cathodes stéréos et non-stéréos des cathodes du MuTr Sud.

Les chambres de la station 1 sont situées le plus près de la région d'interaction et sont donc les plus petites : 1,25 m entre le rayon intérieur et le rayon extérieur. Elles ont le taux d'occupation le plus élevé. Elles sont divisées en quadrants composés chacun de trois chambres à fils. Pour garder une bonne résolution en impulsion, inférieure à 1,5 GeV, l'épaisseur de la station 2 est de 0,1% de la longueur de radiation. Pour cela, les octants des plans de cathode de la station 2 comportent des feuilles de mylar et cuivre de 25 microns. L'épaisseur de la feuille de cuivre est de 600 . La structure de la station 2 fait environ  $1,9 \times 1,7 \text{ m}^2$ . Une armature en aluminium encadre les chambres des stations. Elle a une plus grande épaisseur pour cette station 2 pour contrebalancer l'absence de nid d'abeille. D'autre part, un octant sur deux est décalé en  $z$  de façon à ce que leurs armatures se chevauchent pour minimiser les zones mortes. La station 3 est la plus grande des trois. Chacun de ses octants mesure 2,4 m de long et 2,4 m de large.

### II.6.3.2 Alignement

L'alignement des détecteurs entre eux est primordial pour reconstruire avec précision les trajectoires des particules. La position relative des chambres peut varier pendant ou entre les prises de données. Par exemple, lors d'un changement de température de  $0,2^\circ\text{C}$ , deux chambres peuvent se décaler de  $\sim 20 \mu\text{m}$ . Le démarrage ou l'arrêt du champ magnétique peut également faire bouger une chambre de 60 à 100  $\mu\text{m}$ . Les chambres peuvent même éventuellement se déplacer à cause de la relaxation mécanique.

Un système d'alignement optique a été installé pour calibrer les positions initiales des chambres et pour surveiller les déplacements au cours des prises de données. Ce système est basé sur sept faisceaux optiques placés autour des octants des chambres. La lumière

émise par des sources optiques attachées à la station 1 est défléchiée par des lentilles placées sur la station 2 et détectée par des caméras CCD placées sur la station 3. Ce système n'a pas été opérationnel pour l'instant, parce que certaines caméras sont défectueuses, et pour d'autres, l'alignement initial entre les sources de lumière, les lentilles convexes et les caméras CCD n'est pas suffisant. Enfin, une analyse récente des données montre que cet alignement ne possède pas une précision suffisante pour corriger les déplacements dus à la mise en route du champ magnétique. Une autre méthode a été implémentée en 2006. Celle-ci est basée sur un alignement des détecteurs indépendants dans trois directions et sera expliquée au paragraphe III.2.

### II.6.4 L'électronique de lecture

La chaîne d'électronique de lecture du MuTr et du MuID est semblable à celle des autres sous-détecteurs de PHENIX. L'interface entre les chambres à muons et le système d'acquisition des données en ligne de PHENIX, dit *Data Acquisition System* (DAQ), se fait par l'électronique de lecture, dite *Front End Electronics* (FEE) [225]. Cette électronique amplifie et enregistre les signaux des chambres en continu. Lorsqu'un « bit » de déclenchement d'un module de chronométrage, dit *Granule Time Module* (GTM), est reçu, les échantillons de tous les canaux sont numérisés et les résultats envoyés à un module de collecte des données, dit *Data Collection Module* (DCM).

#### II.6.4.1 MuID

Les signaux provenant des huit cellules du premier tube (voir paragraphe II.6.2.1) d'un bi-pack sont associés par un OU logique à ceux venant du second. Un bi-pack équivaut donc à un canal de lecture, et donc à un bit une fois numérisé. Chaque panneau du MuID comporte un amplificateur d'un facteur 150 vers lequel sont dirigés les signaux en sortie de chaque bi-pack, afin de compenser l'atténuation due au trajet de 30 m qui mène aux modules électroniques en charge de la numérisation. Les signaux analogiques ainsi obtenus atteignent les châssis où se trouve le FEE qui effectuent leur numérisation et leur synchronisation. Un châssis prend en charge la totalité des signaux issus d'un bras pour une des deux orientations (verticale ou horizontale) et abrite un module électronique frontal, dit *Front End Module* (FEM) qui contrôle 20 cartes de lecture dites *Read Out Card* (ROC). Chaque ROC regroupe jusqu'à 96 canaux, à raison d'un canal par bi-pack. Le FEM distribue aux ROC l'horloge de PHENIX (fournie par les *Global Timing Module*, ou GTM), réglée sur la période de croisement des paquets d'ions du faisceau, et collecte les signaux numérisés par chaque ROC à chaque fois que le requiert le système d'acquisition de PHENIX. Chaque ROC amplifie trois fois les signaux analogiques qu'il reçoit et rejette les signaux dont l'amplitude est inférieure à 90 mV (majoritairement du bruit). Elle numérise ensuite et met en mémoire le reste des signaux qui sont envoyés, via une connection optique, vers le système de déclenchement en ligne de niveau 1 associé et vers le FEM qui contrôle la ROC. Le FEM rassemble les informations recueillies auprès de chaque ROC en un seul paquet qui est envoyé en bloc vers les modules de collecte des données dits *Data Collector Modules* (DCM) du système d'acquisition de PHENIX.

Le fonctionnement de l'électronique de lecture associé à la correspondance physique entre une ROC et les bi-packs forment la structure du système de déclenchement MUIDLL1. En effet, une ROC traite les signaux issus des bi-packs appartenant à un plan selon une orientation. L'ordre selon lequel les câbles issus des bi-packs sont branchés dans une ROC détermine

l'ordonnement des données reçues par le MUIDLL1. L'algorithme du MUIDLL1 effectue des combinaisons logiques entre les données en provenance des ROC : il combine les coups en provenance de parties géométriques du MuID qui dépendent du rang occupé par un bit particulier dans le paquet de données reçues par le DCM, *Data Collecting Modules* et l'emplacement physique du bi-pack dans le MuID (bras, orientation, gap, panneau, numéro du bi-pack dans ce panneau).

Un FEM lit 20 ROC à la suite, à raison de 6 mots de 16 bits par ROC. L'ordre de lecture des ROC détermine l'ordre des mots. Pour arriver à une ROC, chaque mot a été véhiculé par un câble qui réunit chacun des bits en provenance de 16 bi-packs. L'ordre des connections sur une ROC définit l'ordre des bits dans un mot et l'ordre des mots dans le groupe de 6 mots traités par la ROC. L'emplacement physique des bi-packs connectés par câble à la ROC est connu. Au final, on peut donc associer le numéro d'un mot, le numéro du câble reliant le bi-pack et la ROC, le numéro de la ROC, le numéro du bi-pack et sa localisation (bras, orientation, gap, panneau). Toutes ces informations sont ensuite utilisées dans l'algorithme du MUIDLL1.

#### II.6.4.2 MuTr

La Fig. II.14 illustre la chaîne de communication électronique depuis les signaux du MuTr. Plusieurs éléments servent à contrôler la bonne transmission des données : une interface ARC-Net (connection réseau qui permet de télécharger les paramètres de FEE), les modules programmables dits *Field Programmable Gate Array* (FPGA) pour contrôler les convertisseurs analogiques à mémoire *Analog Memory Unit and Analog to Digital Converters* (AMUADC), et les émetteurs et récepteurs pour les informations des GTM et DCM. Les signaux analogiques de déclenchement en provenance des chambres sont amplifiés par les pré-amplificateur des cathodes *Cathode PreAmp* (CPA) et mis en mémoire (par les AMU). Les signaux de huit pistes de CPA sont regroupés sur des cartes CROC par l'intermédiaire de connecteurs situés sur la *backplane*, qui réalisent l'interface entre les cartes et la chambre.

L'électronique a été conçue afin d'assurer une résolution de  $100\ \mu\text{m}$  pour les plans de cathodes non-stéréo sur la mesure de la trajectoire des particules. Pour permettre cette résolution, les pré-amplificateurs choisis ont un faible bruit : l'écart type (RMS) du bruit à l'entrée des pré-amplificateurs est de  $0,5\ \text{fC}$  ( $3125\ e^-$ ) pour un signal typique de  $80\ \text{fC}$  par amplificateur (ceci pour un pré-amplificateur de  $3,5\ \text{mV/fC}$  et une dynamique de 11 bits). La fréquence de l'horloge des convertisseurs analogique-numérique dits *Analog to Digital Converters* (ADC) est de 200 MHz. Ainsi, pour 11 bits de précision, quatre échantillons par événement peuvent être convertis en  $50\ \mu\text{sec}$ . Cinq événements au maximum peuvent être convertis et stockés localement avant d'être transférés à la DAQ de PHENIX. La DAQ transmet le signal de début de numérisation par l'intermédiaire des modules de contrôle rapide (GTM) aux cartes contrôleur (CNTL) du châssis. Une CNTL gère deux cartes CROC, soit 128 canaux ( $2\ \text{CROC} \times 8\ \text{CPA} \times 8\ \text{pistes}$ ). Un FEM *Front End Electronic* possède une carte CNTL avec ses deux cartes CROC. Sur une carte CNTL, un circuit intégré FPGA envoie aux AMUADC la consigne de début de numérisation des signaux analogiques. Chacune des deux cartes contrôleurs collectent les données numérisées, mais seule la carte maître les transmet au système de réception des données, le DCM. Les signaux provenant du GTM (ou se dirigeant vers le DCM) transitent par fibre optique, alors que ceux reçus (émis) par la carte contrôleur sont acheminés par des fils de cuivre, d'où la nécessité d'une conversion optique cuivre dite *GLink/CLink* à leur interface. Dans le cas où le FPGA est situé sur la carte CNTL maître, il reçoit les signaux de la carte esclave, dans le cas contraire, il envoie les signaux au FPGA



de la carte maître. Enfin, le FPGA envoie les signaux aux DCM.

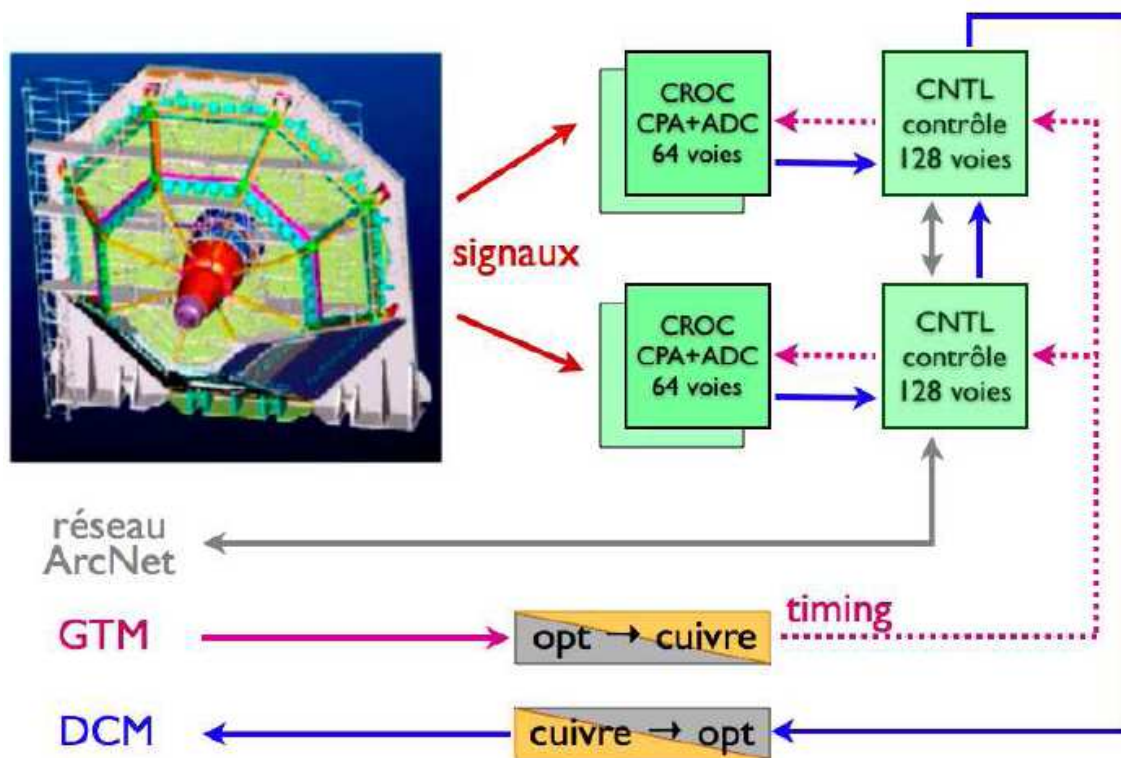


Fig. II.14 – Chemin suivi par les signaux depuis les chambres jusqu’au système d’acquisition.

Les alimentations des hautes tensions pour les chambres, les alimentations des basses tensions pour l’électronique, les interfaces pour les fibres optiques venant de la salle de comptage de PHENIX, l’électronique pour la calibration, et les systèmes de contrôles auxiliaires pour le monitoring, sont tous placés sur une plate forme au dessus du support des aimants. Les signaux rapides de décompte du temps sont transmis par les GLink/CLink juste en dehors de l’aimant, et sont transportés à la plate forme via 7 m de câbles. De la même manière les paquets de données sortants voyagent dans des câbles jusqu’à l’interface CLink/Glink et jusqu’aux modules de collecte de données dans la salle de comptage avec des fibres optiques. Le système ARCNet est utilisé pour le contrôle lent des informations au châssis de la plate forme et aux châssis GLink/CLink. Ce système permet notamment de télécharger les informations aux CPA, AMUADC, et au composants FPGA, pour rentrer les paramètres de fonctionnement, mais réalise également l’interface avec la température, la tension, et les courants. Enfin il peut télécharger les codes de FPGA à distance, ce qui est indispensable pendant le déroulement de la prise de données pour réparer ou modifier des configurations sans avoir à intervenir dans le hall expérimental (qui nécessiterait quelques heures d’arrêt de faisceau pour toutes les expériences).

#### II.6.4.3 Mesure de la charge dans le MuTr

Le signal est continuellement échantillonné sur 64 cellules de temps dans la mémoire tampon de chacun des 32 canaux de l’AMU, une cellule temporelle correspondant à 106 ns. La décision de garder un évènement est prise au niveau du GTM. Ensuite, le FPGA sélectionne quatre cellules et numérise le signal analogique de chacune. Les cellules sont situées à +5, +6 et +7 échantillon de la première cellule. La Fig. II.15 montre le signal où une premier partie,

pende ascendante, correspond au temps mis par le système pour déclencher l'acquisition par rapport au temps de la collision. Le signal est ajusté au début de période de prise de données par rapport au temps de référence donnée par le BBC afin que les échantillons renseignent au mieux sur la forme de Landau de la charge et d'améliorer ainsi la reconstruction. Le premier échantillon est donc mesuré sur la pente montante du signal de la particule, et les trois autres sont situés près du maximum du signal. Pour des coups bien calibrés en temps, les trois derniers échantillons sont moyennés linéairement pour estimer la charge déposée sur une piste. L'erreur assignée à la charge rend compte de la dispersion entre les échantillons et l'erreur sur la valeur du piédestal de la calibration. Cette erreur est artificiellement augmentée quand un fil sature ou quand il appartient à des cathodes dont l'efficacité est connue comme mauvaise<sup>(9)</sup>. Le temps de numérisation est de  $40 \mu\text{s}/\text{événement}$  conduisant à un temps mort total de l'ordre de  $50 \mu\text{s}$  par événement. La fréquence d'acquisition pendant le Run-7 était de 7 kHz avec 5% de temps mort.

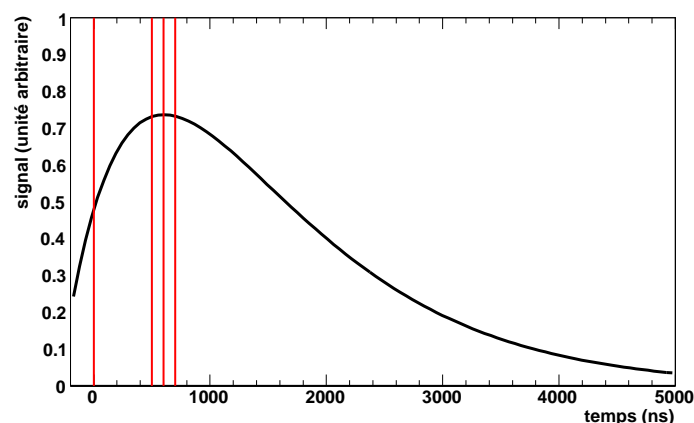


Fig. II.15 – Échantillonnage des charges mesurées par le MuTr.

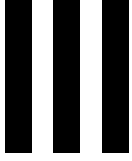
#### II.6.4.4 Calibration du MuTr

Un système de calibration a été mis en place pour injecter des pulses dans toutes les chambres<sup>(10)</sup>. Un signal carré venant d'un convertisseur analogique (DAC) est envoyé sur quatre fils dans chaque chambre, recouvrant toute la largeur des plans de cathodes. Ceci induit une charge sur toutes les pistes des cathodes d'une chambre. Différentes amplitudes du signal sont envoyées vers les chambres et un certain nombre d'événements est enregistré pour chacune. Les gains relatifs pour chaque piste sont déterminés sur une gamme suffisamment large de valeur de l'amplitude du signal injecté, représentative de la charge déposée par les particules dans le détecteur. Les piédestaux sont obtenus en enregistrant des données de calibration avec l'amplitude des ADC mise à zéro. Ces mesures servent à ajuster les données par rapport au gain réel des amplificateurs et de l'électronique et notamment de prendre en compte des variations temporelles de ce gain et du niveau de bruit. Pendant les prises de données, dès que les données indiquent une variation importante du niveau de bruit, due par exemple à des changements de la température ou de l'humidité, la calibration est effectuée à nouveau. Les calibrations complètes sont effectuées une fois par jour. Le résultat de la ca-

<sup>(9)</sup> C'est le cas pour certaines cathodes du bras Nord du MuTr.

<sup>(10)</sup> Il n'y a pas de calibrations quotidiennes pour le MuID à proprement parlé. Dans la mesure où celui-ci n'estime pas de charge, il n'utilise pas de piédestaux pour ajuster son déclenchement. Des données cosmiques sont enregistrées tous les jours et sont utilisées dans l'estimation des efficacités.

libration du MuTr est utilisé pour convertir les coups bruts des ADC pour chaque fil touché en de vraies charges en soustrayant la valeur des piédestaux, et multipliant la différence par le gain des fils. Une comparaison des quatre échantillons des calibrations avec les mesures permet de rejeter les signaux qui viennent du bruit ou de particules ne venant pas de la collisions. Ces coups ne sont pas considérés dans le reste de l'analyse. Cette étape est appelée la suppression des zéros.



# Préparation de la prise de données 2007

---

« On ne reçoit pas la sagesse, il faut la découvrir soi-même, après un trajet que personne ne peut faire pour nous, ne peut nous épargner. »  
Marcel Proust, *À l'ombre des jeunes filles en fleurs*

En vue de la prise de données 2007 des collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons, un travail préparatoire a consisté à chercher comment améliorer la qualité de ces données. Celle-ci dépend de plusieurs éléments. D'une part, le code de reconstruction doit être efficace afin de reproduire au mieux les trajectoires des particules. Les différents éléments de l'algorithme de reconstruction sont détaillés au paragraphe III.1. D'autre part, les données seront d'une qualité d'autant meilleure que la position des détecteurs correspond au plus près à celle utilisée dans le code de reconstruction. L'alignement du spectromètre à muons et de l'identificateur à muons a été réévalué à l'aide d'une nouvelle méthode d'alignement globale. Celle-ci est présentée au paragraphe III.2. Enfin, plus l'algorithme de reconstruction et les détecteurs seront performants, meilleurs seront les résultats. Une dernière partie s'intéresse à différentes améliorations au niveau de la configuration des détecteurs ainsi que de l'efficacité de reconstruction, paragraphe III.3.

## III.1 Reconstruction des $J/\psi$

Le code de reconstruction des trajectoires détectées dans le MuTr écrit en C++ est utilisé depuis 2004. Il a été conçu pour permettre de reconstruire les trajectoires dans un temps raisonnable avec une efficacité correcte. Les paragraphes suivants détaillent le fonctionnement de l'algorithme de reconstruction dans le MuID et le MuTr.

### III.1.1 Définitions

#### III.1.1.1 MuID

L'unité la plus petite du détecteur MuID utilisée dans l'algorithme de détection est le bi-pack (voir paragraphe II.6.2.1). Lorsqu'un bi-pack détecte une particule, il enregistre un signal dans le MuID, appelé coup. Lorsque plusieurs signaux sont détectés côte à côte, ils sont regroupés en clusters car ils sont susceptibles de correspondre à la même particule. Un ensemble de clusters provenant de plans différents de même orientation et correspondant à la même particule forme une route à une dimension. L'association d'une route horizontale avec une route verticale renseigne sur la position en trois dimensions de la trajectoire de la particule, ainsi que sur sa direction. Seule l'impulsion manque, le MuID ne baignant pas dans le champ magnétique. La reconstruction de la trajectoire démarre avec le MuID. Le paragraphe III.1.2.3 décrit l'algorithme de reconstruction.

### III.1.1.2 MuTr

Un signal, ou coup, dans le MuTr correspond à une piste touchée par une particule dans une cathode. Il contient à la fois les informations brutes des quatre signaux ADC et les grandeurs physiques qui leurs correspondent, obtenues grâce aux calibrations. Un cluster du MuTr regroupe un jeu de coups adjacents dans une cathode. En moyenne, une à trois pistes adjacentes sont touchées par une particule passant dans le détecteur. Dans un environnement à haute multiplicité comme dans les collisions Au+Au, les clusters de deux particules peuvent se chevaucher et former ainsi un cluster de taille plus grande. Plus le nombre de cluster est petit, plus il est facile de faire correspondre les coups entre eux pour trouver la trajectoire de la particule la plus probable.

Les clusters sont trouvés en bouclant sur tous les coups d'un octant trié par numéro de piste. Lorsqu'un nouveau coup est trouvé, s'il est adjacent au précédent, il y est ajouté. Si la piste d'avant n'a pas été touchée, un nouveau cluster est commencé. La boucle commence par rechercher des clusters dans la dernière station, puis dans la station du milieu, puis dans celle la plus proche du vertex. Si aucun cluster n'est trouvé dans les octants d'une station, l'algorithme ne s'intéressera pas aux autres stations car les trajectoires des particules ne sont pas autorisées à changer d'octant au passage d'une cathode à l'autre. Ceci permet surtout à l'algorithme de gagner du temps.

Une coordonnée (unidimensionnelle) correspond aux coups adjacents d'une cathode formés par le passage d'une unique particule. Lorsque les clusters se chevauchent, plusieurs coordonnées peuvent être retrouvées. Deux coordonnées appartenant à deux cathodes d'une même chambre du MuTr forment une coordonnée à deux dimensions grâce à l'orientation différente des pistes des cathodes d'une chambre. L'orientation des pistes d'une cathode étant proche de la dimension radiale, la coordonnée en azimuth de cette position en deux dimension a une précision meilleure que la coordonnée radiale. Les coordonnées d'une particule dans une même station sont regroupées dans un bout de trajectoire sur un domaine en  $z$  de quelques centimètres, appelé segment de trajectoire. Sur ces quelques centimètres de trajectoire, la courbure liée à la présence de champ magnétique peut être négligée et le segment de trajectoire est ajusté linéairement.

Chaque station possède des cathodes dont l'orientation des pistes est différente. Ainsi, un segment de trajectoire peut fournir la position et la direction de la particule dans la station, soit quatre paramètres. Cependant, pour la dernière station qui est composée de quatre cathodes et deux orientations différentes des pistes, dès que l'information d'une cathode est perdue, à cause de l'inefficacité du détecteur par exemple, une seule position peut être obtenue.

### III.1.2 Reconstruction d'une trajectoire

La trajectoire d'une particule dans le MuTr est composée de trois segments de trajectoire (un par station) qui correspondent à la même particule. Toutes les coordonnées associées aux segments de trajectoires sont ajustées en prenant en compte le champ magnétique, afin d'obtenir la position, la direction, et l'impulsion de la particule à chaque position  $z$  le long de sa trajectoire. La trajectoire peut être extrapolée au travers de l'absorbeur frontal pour obtenir la position de la particule, sa direction et son impulsion au vertex de la collision. Elle peut aussi être extrapolée jusqu'au premier plan du MuID, où la trajectoire de la particule est associée à la route correspondante.

La reconstruction de la trajectoire commence au niveau du MuID. Les routes trouvées dans le MuID sont extrapolées au MuTr et une correspondance est réalisée entre les différents coups de la station 3 du MuTr et les coordonnées des routes du premier plan du MuID. Les coups de la troisième station du MuTr qui ne peuvent pas être associés avec une route du MuID ne sont pas gardés. De même, si aucune paire, route du MuID et coup de la station 3, ne pointe vers un octant de la station 1 et 2.

Pour l'étude du  $J/\psi$ , les grandeurs d'intérêt sont l'impulsion et la rapidité de la particule dont la décroissance a donné lieu aux deux muons détectés dans le spectromètre. Pour reconstruire ces grandeurs, toutes les paires de trajectoires détectées sont formées. Le vertex du MuTr est constitué de deux trajectoires extrapolées au point de collision. Leur impulsion est ajustée avec la position du point de collision (suivant  $z$ ) fourni par les BBC afin de déterminer la masse invariante et l'impulsion de la particule parente. Pour les études telles que la production de muons simples (via la décroissance de la particule mère choisie), l'information des particules filles peut également être ajustée seule avec l'information fournie par le BBC pour avoir une information plus précise de la trajectoire de la particule au point d'interaction. Ceci correspond au vertex des particules filles.

### III.1.2.1 Prise en compte des calibrations

Les résultats de la calibration en temps réel sont utilisés pour convertir les coups bruts ADC mesurés pour chaque piste touchée en vraies charges, en soustrayant les valeurs des piédestaux et en multipliant la différence par le gain des pistes. Chaque coup est composé de quatre échantillons (voir paragraphe II.6.4.3 et Fig. II.15). Une comparaison des quatre échantillons permet de rejeter les coups appartenant à du bruit ou aux particules ne provenant pas de la collision vue par le système de déclenchement. Cette étape s'appelle la suppression de zéros. Pour les coups bien ajustés en temps, les trois derniers échantillons sont utilisés pour estimer la charge totale déposée sur les pistes. L'erreur assignée à cette charge prend en compte la dispersion entre les trois échantillons et l'erreur sur le piédestal estimée lors des calibrations. Cette erreur est artificiellement augmentée quand une piste est saturée, ou quand elle appartient à une cathode abîmée du bras Nord du MuTr.

### III.1.2.2 Ajustement des clusters

À partir des clusters enregistrés, la position de la particule au niveau de la cathode est estimée par un ajustement basé sur la position des pistes touchées ainsi que les charges qui leurs correspondent.

- Lorsque le cluster est de taille un, la position de la particule est choisie au centre de la piste et l'erreur sur sa position est la taille de la piste divisée par  $\sqrt{12}$ , puisque la particule peut toucher la piste n'importe où sur sa largeur avec la même probabilité.
- Pour les clusters de taille deux, une table de correspondance est utilisée. Il s'agit d'une table de valeur permettant de faire correspondre la position de la particule la plus probable aux charges mesurées sur les deux pistes consécutives.
- Pour les clusters de taille trois, une fonction de Mathieson [226] est utilisée pour décrire la façon dont la charge totale est déposée par la particule et distribuée sur les pistes.

La table de correspondance peut fournir la position des particules de manière précise très

rapidement puisqu'elle ne fait appel à aucun calcul. Elle vérifie également la qualité de reproduction de la distribution des charges par rapport à la distribution de Mathieson attendue. En principe, cette table peut être utilisée pour des clusters de taille deux et trois. Cependant, une partie des clusters de taille trois provient du chevauchement de deux particules (dans la direction perpendiculaire aux pistes), ce que la table de correspondance ne permet pas de traiter correctement. Pour cette raison elle n'est pour l'instant utilisée que pour les clusters de taille deux, et un ajustement avec la fonction de Mathieson est réalisé pour les clusters de taille trois. Dans un environnement à haute multiplicité, considérer deux trajectoires pour un cluster de taille trois induirait trop de trajectoires fortuites et un gain d'efficacité par rapport au temps d'exécution moindre. Ainsi une seule coordonnée est ajustée aux clusters de taille trois dans tous les cas.

Pour les clusters de taille supérieure à trois, il est très probable que deux particules aient été détectées. Le nombre de particules qui contribuent à un cluster est d'abord estimé en comptant le nombre de maximum locaux dans la distribution des charges déposées sur les pistes constituant le cluster. Cette information est utilisée pour déterminer le nombre de distributions de Mathieson utilisées pour l'ajustement si le nombre de paramètres de l'ajustement est suffisamment grand, et le nombre de mesures est égal au nombre de pistes touchées dans le cluster auquel s'ajoute les deux pistes adjacentes aux clusters pour lesquels la charge est nulle.

Si la qualité de l'ajustement est trop mauvaise, c'est à dire si le  $\chi^2$  est plus grand qu'une valeur maximale donnée, et si le nombre de degrés de libertés le permet, l'ajustement est effectué une deuxième fois en utilisant une trajectoire en plus par rapport au premier essai. Si le  $\chi^2$  obtenu pour ce deuxième ajustement est plus petit que celui du premier, alors le résultat du deuxième ajustement est gardé à la place du premier.

Pour chaque position de la trajectoire associée au cluster (venant soit du centre de la piste pour les clusters de taille un, soit de la table de correspondance pour les clusters de taille deux, soit de l'ajustement pour les clusters de taille trois ou plus), une coordonnée est créée. Elle rend compte de la position de la particule, de la charge totale déposée par cette particule dans le détecteur, et des erreurs associées. L'erreur sur la charge totale vient directement de l'ajustement. Celle sur la position vient d'une table correspondant à la résolution intrinsèque du détecteur. Ces erreurs sont pondérées pour prendre en compte les pistes qui ont des mauvaises calibrations, celles qui sont saturées (c'est à dire dont la charge perçue est plus grande que ce qu'elles peuvent mesurer), et celles qui sont défectueuses.

### III.1.2.3 Ajustement et extrapolation des trajectoires

Pour reconstituer une trajectoire, les premières associations sont réalisées dans le MuID. Les segments de trajectoire de la station 3 sont extrapolés au premier plan du MuID et seuls les segments qui peuvent être associés avec une route sont gardés. Ces segments sont ensuite associés avec d'autres segments de la station 2. Une première détermination de l'impulsion de la particule est obtenue à l'aide d'un ajustement simple (dit *Bend Plane*) de ces deux segments de trajectoire. Cet ajustement considère la trajectoire courbée en un seul point dans un plan particulier. Le plan de courbure est perpendiculaire à l'axe du faisceau et sa position en  $z$  est obtenue grâce à une table de correspondance qui utilise l'angle polaire  $\theta$  et la position des segments de trajectoire mesurés à la station 3. La table de correspondance est établie à partir de la carte de champ magnétique en fonction de  $\theta$ . La résolution de l'impulsion obtenue par cette première approximation est de  $\delta p/p = 10\%$ . Enfin, la trajectoire est extrapolée jusqu'à la station 1.

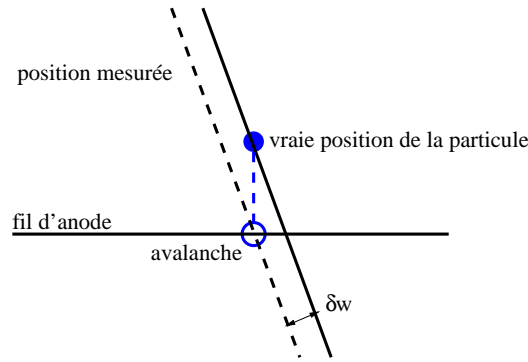
Un algorithme de réjection des trajectoires fortuites, dites fantôme, permet de rejeter une trajectoire entre deux qui auraient une coordonnées en commun. Un ajustement suivant le modèle *Bend-Plane* est effectué sur les trois stations à la fois. La résolution sur l'impulsion de la particule ayant engendrée la trajectoire dans les détecteurs (en utilisant les trois segments de trajectoire des trois stations) est de  $\delta p/p = 6\%$ . On parle de trajectoires fantôme car elle proviennent souvent d'une combinaison fortuite des segments de trajectoire liés à l'extrapolation d'une station à une autre. Par exemple beaucoup de trajectoires partagent des coordonnées dans les stations 2 et 3 alors qu'elles ont des segments de trajectoire différents dans la station 1. Les critères présentés ici permettent de choisir laquelle de ces trajectoires ne doit pas être considérée comme une trajectoire fantôme. Pour décider de laquelle des deux trajectoires garder, les  $\chi^2$  par degrés de libertés obtenus par cet ajustement sont divisés par le nombre de coordonnées de la trajectoire, puis comparés entre eux. Ainsi, un poids plus important est donné aux trajectoires qui ont beaucoup de coordonnées mêmes si le  $\chi^2$  est dégradé (d'ailleurs si le  $\chi^2$  d'une trajectoire est satisfaisant et que celle-ci a plus de coordonnées que l'autre trajectoire, l'autre sera rejetée). Le taux de fantôme est difficilement estimable car il n'est pas possible de savoir exactement si les trajectoires considérées sont fausses ou proviennent réellement de la désintégration de hadrons.

L'ajustement réalisé pour obtenir la trajectoire complète des particules est un ajustement de Kalman [227] sur les trajectoires qui ne sont pas des trajectoires fantômes. La procédure est itérative : la route du MuID est extrapolée à la station 3, et une coordonnées à cette station est rajoutée. Les paramètres de la trajectoire obtenus à chaque cathode sont extrapolés à la cathode suivante qui contient une coordonnée. La position de la coordonnée est comparée à celle des coordonnées extrapolées (ou prédites) et y est combinée pour obtenir les paramètres de la trajectoire optimums. Ces paramètres sont ensuite extrapolés à la cathode suivante et la même procédure est répétée. Lorsque toutes les coordonnées jusqu'à la station 1 ont été prises en compte, un deuxième passage est réalisé dans le sens contraire depuis la station 1 jusqu'à la station 3 afin de lisser la trajectoire et d'utiliser pour chaque point de la trajectoire aussi bien les informations des cathodes de derrière que celles de devant. L'extrapolation entre les cathodes prend en compte le champ magnétique et les matériaux traversés par la particule pour calculer la perte d'énergie de la particule et propager correctement l'erreur sur sa position et son impulsion. L'ajustement est itéré deux ou trois fois jusqu'à ce que le  $\chi^2$  de l'ajustement des trajectoires ne change plus de façon significative, de façon à obtenir un résultat indépendant des conditions initiales nécessaires au démarrage de la procédure d'ajustement.

Une étape additionnelle prend en compte la non perpendicularité des pistes de la moitié des cathodes par rapport aux fils des anodes. Pour ces cathodes, la position mesurée n'est pas celle où la particule passe, mais la position sur les fils d'anodes. C'est en effet sur les fils d'anodes que les électrons sont amplifiés par le processus d'avalanche, et dérivent vers la cathode. La Fig. III.1 illustre la différence entre la position mesurée par les pistes et celle des particules. La correction à apporter à la position mesurée ne peut être obtenue que lorsque la position en deux dimensions de la trajectoire dans une cathode est connue avec suffisamment de précision. Lorsque le premier passage de l'ajustement de Kalman est réalisé, la position mesurée pour les cathodes concernées est corrigée pour prendre en compte ce biais, et l'ajustement est réalisé à nouveau.

Après l'ajustement des trajectoires, les informations sur les paramètres de la trajectoires et les matrices de covariance associées sont gardées. Chaque mesure correspond à un jeu de paramètres de trajectoire : la position de la trajectoire  $(x, y)$  à  $z$  qui est la position de la cathode dans la direction de l'axe du faisceau, et  $(p_x, p_y, p_z)$  l'impulsion de la trajectoire





**Fig. III.1** – Biais entre la position de la particule (dans la direction perpendiculaire aux pistes) et la position mesurée dans une cathodes où l'orientation des anodes n'est pas perpendiculaire aux pistes.

à ce point. La résolution sur l'impulsion est alors de  $\delta p/p = 3 \%$ . Les paramètres de la trajectoire correspondants à la cathode la plus éloignée du vertex sont extrapolés au premier plan du MuID. Ils sont utilisés pour préciser l'association entre la trajectoire et les routes du MuID. De la même manière, les paramètres de la trajectoire correspondant à la cathode la plus proche du vertex sont extrapolés au travers de l'absorbeur frontal pour déterminer la position et l'impulsion de la particule au niveau du vertex par l'ajustement du vertex (procédure détaillée au paragraphe III.1.2.5). Cet ajustement permet également d'estimer la perte d'énergie dans l'absorbeur frontal.

#### III.1.2.4 Sélection des routes

Pour associer les routes du MuID aux trajectoires reconstruites dans le MuTr, les paramètres obtenus par l'ajustement de Kalman sont extrapolés au premier plan du MuID. Les routes peuvent avoir des profondeurs de pénétration dans le MuID différentes : *shallow* pour les trajectoires atteignant les plans 0, 1 et 2 du MuID, *sheep*<sup>(1)</sup> pour celles atteignant le plan 3, et *deep* ou profondes pour les trajectoires atteignant les plans 3 et 4. Au plus trois routes, de différentes profondeurs de pénétration, sont associées à la trajectoire sur la base d'un critère de proximité. Pour chaque profondeur (2, 3, 4), la route la plus proche est conservée si celle-ci est située à moins de 80 cm de la trajectoire.

#### III.1.2.5 Ajustement du vertex

L'ajustement du vertex ajoute de l'information sur le point de collision et permet d'améliorer l'ajustement de la trajectoire. Les informations rajoutées sont : le point de la collision en  $z$  mesuré par le BBC et la connaissance du point de collision dans le plan transverse ( $x, y$ ). La position en  $x$  et  $y$  des deux faisceau est connue à  $\pm 2$  cm près.

Deux types d'ajustement sont réalisés : l'ajustement d'une seule trajectoire qui ajoute l'information du BBC aux paramètres de la trajectoire et modifie la direction de la trajectoire si besoin, et l'ajustement de deux trajectoires qui combine les paramètres de deux trajectoires et les mesures du BBC pour trouver la meilleure impulsion et la meilleure masse de la paire et donc de l'éventuelle particule parente (par exemple un  $J/\psi$ ). Ces deux ajustements minimisent analytiquement le  $\chi^2$  correspondant linéarisé au voisinage de  $z$  donné par le BBC. L'effet du champ magnétique central est négligé dans cette région et l'impulsion totale des trajectoires n'est pas modifiée par l'ajustement.

<sup>(1)</sup> Ce terme vient de la concaténation de *shallow* et *deep*.

Les paramètres d'entrée pour l'ajustement d'une seule trajectoire sont :

- la position  $x$ ,  $y$  et  $z_{bbc}$  du point de collision,
- les quatre paramètres de la trajectoire,  $x$ ,  $y$ ,  $dx/dz$  et  $dy/dz$  à une position arbitraire suivant de l'axe du faisceau au delà de l'absorbeur frontal.

L'ajustement permet d'obtenir les informations sur l'origine de la trajectoire et sa direction :  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $dx/dz$ ,  $dy/dz$ . Le nombre de degré de liberté pour l'ajustement est de deux (sept mesures et cinq paramètres).

L'ajustement des deux trajectoires utilise la position du point de collision ( $x$ ,  $y$ ,  $z_{bbc}$ ) et les quatre paramètres de chaque trajectoire. Il permet d'obtenir l'origine commune des deux trajectoires  $x$ ,  $y$ , et  $z$ , ainsi que la direction des deux trajectoires  $dx/dz$  et  $dy/dz$ . Il comporte quatre degrés de liberté ( $2 \times 4 + 3$  mesures et  $2 \times 2 + 3$  paramètres).

### III.1.2.6 Temps de reconstruction

Le temps total de reconstruction par évènement pour les collisions Au+Au est présenté dans le Tab. III.1 pour chaque partie de l'algorithme détaillé dans les paragraphes précédents. Les évènements LVL2 correspondent aux évènements filtrés par le déclenchement de niveau 2 (voir le paragraphe IV.3 pour plus de détails). Seul les données du bras qui a été filtrées par le LVL2 sont reconstruites. Les évènements LVL2 sont plus longs à reconstruire parce qu'ils sont plus gros en moyenne, mais sont environ 20 fois moins nombreux que pour les données de biais minimum. Le temps total de reconstruction des données LVL2 du Run-7 est finalement 7 fois plus court que la reconstruction de biais minimum.

	Biais Minimum	LVL2
Temps moyen par évènement	1.1 s	3.7 s
reconstruction de la trajectoire	0.95 s	3.1 s
Ajustement des segments de trajectoire (Bend Plane)	0.05	0.1 s
Réjection des trajectoires fantomes	0.05 s	0.2 s
Ajustement des trajectoires (filtre Kalman)	0.05 s	0.2 s

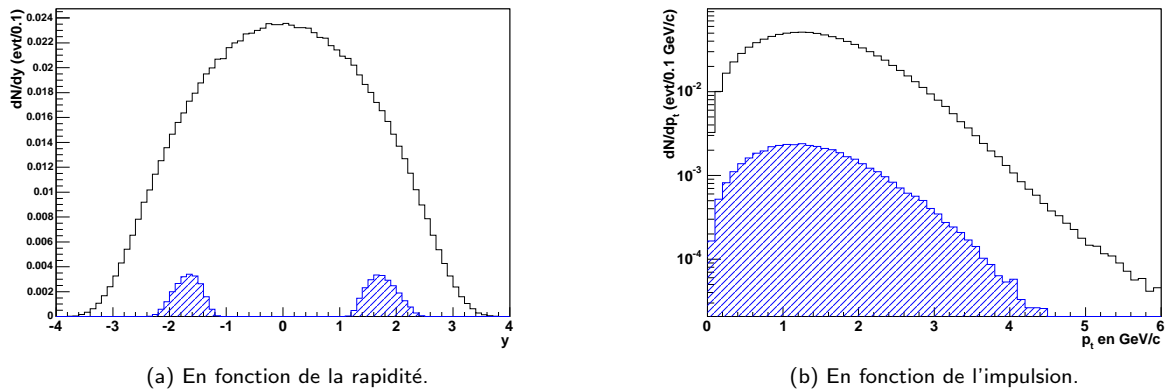
Tab. III.1 – Temps moyen de reconstruction des collisions Au+Au.

### III.1.3 Simulations

Les mesures réalisées sur les données réelles doivent être corrigées par son domaine effectif de mesure, l'acceptance du détecteur, et par son efficacité, ainsi que par l'efficacité de l'algorithme de reconstruction des trajectoires. Ces corrections sont estimées grâce à des simulations. Elles sont obtenues à partir de générateurs d'évènements comme PYTHIA ou HIJING qui fournissent un jeu de particules au point de collision.

PYTHIA est un générateur de collisions nucléon-nucléon qui permet de simuler le processus physique à étudier [228]. Les fonctions de distribution des partons GRV98LO sont utilisées pour générer des mésons  $J/\psi$  qui se désintègrent en muons dans les collisions proton-proton à 200 GeV dans le centre de masse. Les Fig. III.2a et Fig. III.2b illustrent les distributions en rapidité et impulsion transverse produites par PYTHIA. Les fichiers PYTHIA contiennent des informations sur l'énergie et les impulsions des  $J/\psi$  et de leurs produits de désintégration.

HIJING [229] (Heavy Ion Jet INteraction Generator) est un modèle Monte Carlo qui se



**Fig. III.2** – Distributions produites par PYTHIA (creuse) comparée à la distribution des  $J/\psi$  reconstruit avec un détecteur simulée réaliste (pleine).

focalise sur le rôle de mini jets dans les collisions p+p, p+A et A+A aux énergies des collisionneurs. Il reproduit des interactions partoniques qui sont supposées dominer à haute énergie.

Les particules générées sont propagées au travers du détecteur à l'aide de PISA (la description GEANT-3 [230] du spectromètre de PHENIX). L'énergie est dégradée en prenant en compte les matériaux des détecteurs traversés. Après passage des particules simulées dans le champ magnétique qui courbe la trajectoire, les coups de GEANT sont transformés en coups Monte Carlo (MC) afin qu'ils contiennent des informations additionnelles propres aux détecteurs mais non générées par GEANT.

Les paragraphes suivants détaillent la génération des coups simulés et la simulation de la réponse des détecteurs.

### III.1.3.1 Génération Monte Carlo

Une particule générée par PISA est caractérisée par son type, sa charge, un point de création et une particule mère dans le cas de particules secondaires. Ces informations sont stockées dans les objets Monte Carlo (MC) qui pourront être comparés aux trajectoires reconstruites pour évaluer la qualité de l'algorithme de reconstruction. Les coups générés par PISA sont également convertis en coups MC. Un seul coup MC est associé par particule et par plan instrumenté. L'information enregistrée dans les coups MC prend en compte le gain du détecteur (alors que PISA ne génère que l'énergie déposée par la particule dans le détecteur). Celui-ci est ajusté à l'aide d'une distribution de Landau de façon à ce que la distribution de la charge simulée par cluster corresponde à celle mesurée dans les données réelles.

La conversion de la vraie position du coup MC dans une piste touchée prend en compte l'angle entre les pistes et les anodes pour simuler le biais de la Fig. III.1. En principe, l'effet du champ magnétique sur la dérive des électrons dans le détecteur devrait également être pris en compte, mais cette fonctionnalité n'est pas utilisée pour l'instant dans la mesure où l'effet est mal connu.

### III.1.3.2 Réponse du détecteur

Les charges des pistes sont converties en échantillons ADC avec une fonction caractéristique de la réponse des amplificateurs<sup>(2)</sup>. Un délais additionnel est ajouté pour simuler le temps de dérive des électrons à l'anode la plus proche. Ce délais est proportionnel à la distance entre la particule et l'anode. C'est la même constante que celle utilisée à la calibrations (voir paragraphe III.1.2.1). Si les informations de la calibration ne sont pas disponibles pour certaines pistes ou si elles donnent des résultats anormaux, les pistes associées ne sont pas prises en compte. Enfin, un bruit aléatoire est ajouté aux coups ADC pour simuler le bruit de l'électronique observé sur les données réelles. Ce bruit détériore directement la qualité de l'ajustement du cluster et donc la résolution (simulée) du détecteur. Il a été modifié de sorte que la distribution des résidus (différence entre la position de la trajectoire ajustée dans un détecteur et celle du cluster associé) soit compatible entre les données réelles et les simulations.

Enfin, le MuTr n'étant pas parfait, certains de ces fils d'anodes sont désactivés soit à cause d'un problème de haute tension, soit parce que les fils sont déconnectés. De même certaines cartes de lecture FEM ne sont pas en état de marche. Pendant la simulation, il est possible de choisir de reproduire l'état d'un détecteur parfait, ou une représentation réaliste du détecteur. Dans ce deuxième cas, pour chaque période de prise de données, les cartes indiquant les anodes et FEM désactivées sont lues et prises en compte dans les possibilités de mesurer un coup simulé à chaque point du détecteur. Ceci rend compte de l'efficacité du MuTr. De la même manière pour le MuID, les efficacités mesurées à l'aide des données réelles sont utilisées dans les simulations pour reproduire la configuration réelle de la prise de donnée.

### III.1.3.3 Insertion des données simulées dans les données réelles (*embedding*)

La plupart des générateurs d'évènements utilisés ne sont pas capables de reproduire la multiplicité des particules par évènements des données réelles dans le cas des collisions Au+Au à rapidité positive. De ce fait, il n'est pas possible de tester complètement les performances de l'algorithme de reconstruction avec des données MC car la haute multiplicité des données réelles n'est pas reproduite. Pour contourner ce problème, une méthode appelé *embedding* utilise les coups issus des données réelles et y insère les coups MC événement par événement. Les évènements ainsi obtenus sont reconstruits par l'algorithme de reconstruction. Ces simulations insérées dans des données réelles sont utilisées dans les analyses pour l'estimation de l'efficacité×acceptance.

Une alternative consiste à utiliser des évènements HIJING comme bruit de fond et d'y mélanger les signaux MC, par exemple générés par PYTHIA pour les  $J/\psi$ . Cependant, la multiplicité du bruit de fond généré par HIJING reste bien en dessous de ce qu'y est observé dans les données réelles. Ceci vient probablement du fait que toutes les interactions avec l'absorbeur frontal ne sont pas bien reproduites. Il est possible d'augmenter artificiellement le bruit de fond en mélangeant deux évènement HIJING de même centralité comme expliqué au paragraphe III.1.3. Il est alors possible d'évaluer l'efficacité de reconstruction dans un environnement à haute multiplicité. Cette procédure est utilisée notamment pour tester l'efficacité de reconstruction (paragraphe III.3).

L'insertion des évènements MC dans du bruit de fond est effectué séparément pour le MuID et le MuTr. Un fil du MuID ou une piste du MuTr peuvent être touchés plusieurs fois, soit par le signal, soit par des particules du bruit de fond. Dans ce cas, les coups insérés et

<sup>(2)</sup> Dans les simulations, il est considéré que toutes les particules passent au moment du déclenchement.

leur charge respective sont additionnés, ce qui peut faire saturer la piste. Le mélange des données simulées et réelles est réalisé à l'étape de la réponse du détecteur, avant l'étape de calibrations.

## III.2 Alignement des bras muons

Les bras muons sont constitués de l'association de plusieurs détecteurs qui peuvent bouger les uns par rapport aux autres. Des opérations comme la mise en route du champ magnétique ou l'ouverture des bras centraux peuvent affecter la position relative des détecteurs. Or la qualité de la reconstruction des trajectoires des particules (et donc l'efficacité de cette reconstruction ainsi que l'amplitude des coupures utilisées dans l'analyse, pour sélectionner par exemple, les  $J/\psi$  candidats) dépend de la connaissance de la position des détecteurs. Une procédure d'alignement est donc nécessaire pour corriger la position théorique des détecteurs afin qu'elle corresponde à la réalité.

Jusqu'en 2005, les bras muons ont bénéficié de corrections d'alignement obtenues de façon non automatisée et itérative. La procédure consiste à choisir arbitrairement des détecteurs fixes et recentrer les distributions des résidus par rapport à ces détecteurs, c'est à dire la différence entre les coups mesurés dans un détecteur et l'extrapolation de la trajectoire (reconstruite en utilisant uniquement les détecteurs fixes) à ce détecteur. La position des autres détecteurs est corrigée au fur et à mesure de l'amélioration de résidus pour chaque détecteur l'un après l'autre jusqu'à ce qu'un nombre suffisant de distributions soient bien centrées. L'absence d'automatisation rend une telle procédure fastidieuse. D'autre part, seule une partie des informations existantes (la valeur moyenne des distributions de résidus) est utilisée pour aligner les détecteurs de cette façon, et donc beaucoup de données sont nécessaires pour l'obtention du résultat. Comme le nombre d'itérations dépend du nombre de détecteurs à aligner ainsi que des paramètres d'alignement, cette méthode est consommatrice de temps. Enfin, les détecteurs fixes pouvant eux-mêmes être mal alignés, il n'est pas garanti que cette méthode converge.

Pour palier à ces inconvénients, une méthode d'alignement globale, Millepede, a été développée à DESY [231]. Les meilleurs paramètres d'alignement sont obtenus en utilisant au mieux toute l'information disponible pour chaque trajectoire, sans itération mais en utilisant un grand nombre de trajectoires simultanément. La méthode consiste à inverser une matrice de dimension égale à la somme du nombre de paramètres de la trajectoire et des paramètres d'alignement. Les auteurs transforment cette matrice de grande dimension en plusieurs matrices de tailles réduites ce qui facilite l'inversion. Cette méthode a été adaptée aux bras muons en 2006. Les détails de sa mise en oeuvre sont décrits dans les paragraphes suivants.

### III.2.1 Algorithme

La méthode globale cherche à aligner simultanément tous les détecteurs indépendants les uns des autres. Ainsi pour le MuTr, chaque demi-octant représente un détecteur à aligner (soient 512 demi-octants) et dans le MuID, chaque panneau de chaque orientation peut être mal aligné (soient 120 panneaux à aligner). Au total, 632 détecteurs devront être alignés simultanément par l'algorithme.

### III.2.1.1 Paramètres d'alignement

Les paramètres d'alignement représentent les possibles désalignements des détecteurs, c'est à dire la différence entre leur vraie position et leur position théorique. Trois paramètres d'alignements ont été considérés et sont illustrés sur la Fig. III.3 :

- $\delta w$  est une translation perpendiculaire aux pistes des cathodes dans le MuTr et suivant  $x$  ( $y$ ) pour les tubes verticaux (horizontaux) du MuID ;
- $\delta\phi$  est une rotation autour de l'axe du faisceau ;
- $\delta z$  est une translation le long du faisceau.

L'alignement du MuTr et du MuID sera fait le long de ces paramètres car ce sont les paramètres mesurés par les détecteurs les plus indépendants les uns des autres. La méthode d'alignement globale a d'abord été mise en place pour les désalignements en  $\delta w$ . Elle peut être appliquée aux autres paramètres également, ainsi qu'à l'alignement simultané de plusieurs paramètres, sous réserve que ces paramètres soient suffisamment peu corrélés les uns par rapport aux autres.

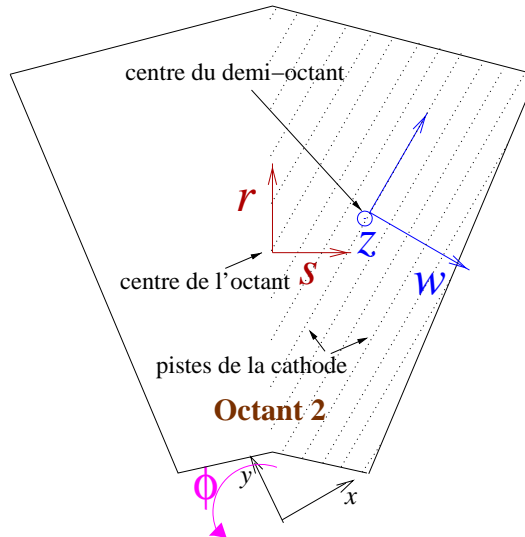


Fig. III.3 – Paramètres d'alignement dans un demi-octant du MuTr

### III.2.1.2 Paramètres des trajectoires

Considérons des particules traversant le détecteur en l'absence de champ magnétique, donc à trajectoire droite. Les paramètres de la trajectoire sont :

- $(x_0, y_0)$ , la position de la particule à  $z_0$ , position arbitraire le long de l'axe du faisceau ;
- $(t_{x_0}, t_{y_0})$ , la pente de la trajectoire respectivement dans les plans  $xOz$  et  $yOz$ .

À  $z_j$ , la position du détecteur  $j$  le long de l'axe du faisceau, la position de la trajectoire est :

$$\begin{cases} x_j = x_0 + t_{x_0}(z_j - z_0) \\ y_j = y_0 + t_{y_0}(z_j - z_0) \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

La contribution du détecteur  $j$  au  $\chi^2$  de la trajectoire dépend de la distance  $F_j$  entre la

position de la trajectoire  $w_j$  mesurée par le détecteur et la position donnée par l'ajustement  $(x_j, y_j)$ . Pour les trajectoires droites,  $F_j$  est linéaire :

$$F_j = F_j^0 + \sum_k \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_k} \alpha_k, \quad (\text{III.2})$$

avec  $\alpha_k$  les paramètres d'alignements et  $F_j^0$  la valeur de  $F_j$  quand tous les paramètres sont nuls.

$F_j$  est fonction des paramètres de la trajectoire ainsi que des paramètres d'alignement. Si on ne considère que  $\delta w$  comme paramètre d'alignement :

$$F_j = \cos\phi[x_0 + t_{x_0}(z_j - z_0)] + \sin\phi[y_0 + t_{y_0}(z_j - z_0)] - (w_j - \delta w) \quad (\text{III.3})$$

avec  $\phi$  l'angle entre  $w$  et  $x$ . Dans cette fonction, l'éventuel désalignement du détecteur  $j$  le long de  $w$ ,  $\delta w$ , est introduit comme une correction sur la position mesurée. C'est cette valeur qui sera appliquée pour corriger la position du détecteur pendant la reconstruction.

### III.2.1.3 Méthode d'alignement globale

En l'absence de champ magnétique, lorsque la trajectoire d'une particule est droite, le meilleur jeu de paramètres d'alignement et de trajectoire est obtenu en minimisant le  $\chi^2$  de la trajectoire :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{N_{det}} \frac{|F_j(w_j, \alpha_t, \alpha_a)|^2}{\sigma_j^2} \quad (\text{III.4})$$

où  $F_j$  est obtenue via l'Eq. (III.2) et  $\sigma_j$  est la résolution du détecteur  $j$ . Cette minimisation est réalisée en annulant les dérivées partielles pour chaque trajectoire et chaque paramètre d'alignement :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \chi_i^2}{\partial \alpha_i} = \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_i} (F_j^0 + \sum_k \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_k} \alpha_k) = 0. \quad (\text{III.5})$$

Ainsi, minimiser le  $\chi^2$  des trajectoires revient à résoudre les équations :

$$\begin{pmatrix} \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_1} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_1} & \cdots & \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_1} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_i} & \cdots \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_i} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_1} & \cdots & \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_i} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_i} & \cdots \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_i \\ \vdots \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_1} F_j^0 \\ \vdots \\ \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_i} F_j^0 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{III.6})$$

Pour une trajectoire droite, si les paramètres d'alignement sont considérés comme fixés, quatre paramètres de trajectoire sont inconnus. Le nombre de mesures,  $N_{det}$ , correspond au nombre de détecteurs touchés. Trouver les paramètres de la trajectoire optimum le long d'une direction revient à inverser ce système, ce qui est possible dès que le nombre de mesures dépasse ce nombre de paramètres.

Le problème se complique lorsque les paramètres de trajectoire et d'alignement sont considérés en même temps. Pour chaque trajectoire, au moins un paramètre d'alignement existe par détecteur (en dehors d'éventuels détecteurs fixés) plus les quatre paramètres de trajectoire.

Dans ce cas, l'Eq. (III.6) ne peut plus être résolue pour une trajectoire, mais la minimisation du  $\chi^2$  doit se faire simultanément pour plusieurs trajectoires :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{traj}} \chi_i^2(\alpha_t^i, \alpha_a) \quad (\text{III.7})$$

où le  $\chi^2$  de chaque trajectoire est donné par l'Eq. (III.4). Dans l'Eq. (III.7), les paramètres de trajectoire sont différents pour chaque trajectoire, mais le jeu de paramètre d'alignement est unique. En utilisant cette propriété du système, la matrice résultant de l'annulation des dérivées partielles de l'Eq. (III.7) devient :

$$\begin{pmatrix} \sum C_i & \dots & G_i & \dots \\ \vdots & \ddots & 0 & 0 \\ G_i^T & 0 & \Gamma_i & 0 \\ \vdots & 0 & 0 & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_a \\ \vdots \\ \alpha_{t,i} \\ \vdots \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \sum b_i \\ \vdots \\ \beta_i \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{III.8})$$

où  $C_i$  et  $b_i$  dépendent des dérivées de  $F_j^i$  par rapport aux paramètres d'alignement,  $\partial F_j^i / \partial \alpha_a$ ,  $\Gamma_i$  et  $\beta_i$  dépendent des dérivées de  $F_j^i$  par rapport aux paramètres de trajectoire uniquement,  $\partial F_j^i / \partial \alpha_t$ , et  $G_i$  comprend des termes croisés de type  $(\partial F_j^i / \partial \alpha_a)(\partial F_j^i / \partial \alpha_t)$ .

Le temps nécessaire à l'inversion de la matrice est proportionnel au carré de sa dimension. En utilisant 100000 trajectoires pour aligner 632 détecteurs indépendants le long de  $w$ , la matrice a alors une dimension de 400632. À cause de cette grande taille, des divergences numériques empêchent son inversion. Cependant, grâce à l'indépendance des paramètres de trajectoire, les matrices  $\Gamma_i$  peuvent être inversées séparément. Le problème est alors réduit à l'inversion d'une matrices  $C'$  de dimension égale au nombre de paramètres d'alignement :

$$\alpha_a = C'^{-1}b' \quad (\text{III.9})$$

avec

$$C' = \sum_i C_i - \sum_i G_i \Gamma_i^{-1} G_i^T \quad (\text{III.10})$$

$$b' = \sum_i b_i - \sum_i G_i \Gamma_i^{-1} \beta_i \quad (\text{III.11})$$

Le temps nécessaire à l'inversion des matrices  $\Gamma_i$  croît linéairement avec le nombre de trajectoire,  $N_{traj}$ , alors que pour les matrices  $C'$ , il est indépendant du nombre de trajectoires utilisées, et croît quadratiquement avec le nombre de détecteurs.

L'erreur associée à chaque paramètre d'alignement est estimée à partir de l'Eq. (III.9) et les corrélations entre les paramètres peuvent être calculées en utilisant les dérivées secondes du  $\chi^2$  données par l'Eq. (III.7). L'erreur dépend de la résolution des détecteurs et du nombre total de trajectoires utilisées pour la minimisation. Pour les corrélations, elles reflètent l'indépendance des détecteurs entre eux, ainsi que de l'indépendance des paramètres d'alignement.

#### III.2.1.4 Calcul des corrections

##### Cas des trajectoires droites

Le calcul des corrections en l'absence de champ magnétique est exacte. Pour faire l'inversion



des matrices,  $F_j$  doit d'abord être dérivée par rapport aux paramètres de trajectoire :

$$\begin{cases} \partial F_j / \partial x_0 = \cos \varphi \\ \partial F_j / \partial y_0 = \sin \varphi \\ \partial F_j / \partial t_{x_0} = \cos \varphi (z_j - z_0) \\ \partial F_j / \partial t_{y_0} = \sin \varphi (z_j - z_0) \end{cases} \quad (\text{III.12})$$

puis par rapport aux paramètres d'alignement :

$$\begin{cases} \partial F_j / \partial \delta w = 1 \\ \partial F_j / \partial \delta z = t_{x_0} \cos \varphi + t_{y_0} \sin \varphi \\ \partial F_j / \partial \delta \varphi = x_j \cos \varphi + y_j \sin \varphi \end{cases} \quad (\text{III.13})$$

$F_j^0$  est obtenue grâce à l'Eq. (III.3) :

$$F_j^0 = -w_j. \quad (\text{III.14})$$

Ces dérivées sont directement injectées dans les Eqs. (III.6) et (III.11).

### Cas des trajectoires courbes

Les corrections peuvent être trouvées également en utilisant des trajectoires courbes, c'est à dire avec champ magnétique. Cependant dans ce cas les calculs sont approchés car  $F_j$  doit être linéarisée. Les trajectoires sont considérées droites sur des petites tronçons de trajectoire. Les trajectoires courbes sont d'abord reconstruites en supposant un alignement parfait des détecteurs (par exemple celui obtenu avec les données sans champ). La linéarisation de  $F_j$  se fait autour des positions obtenues en supposant que celles-ci sont proches des positions réelles<sup>(3)</sup> selon l'équation :

$$F_j = F_{j_0} + \Delta F_j \quad (\text{III.15})$$

Les dérivées de  $\Delta F_j$  sont les mêmes que les dérivées de  $F_j$  dans le cas sans champ magnétique. Cependant, comme cela reste une approximation, il peut être nécessaire d'itérer une ou deux fois cet algorithme. L'alignement en utilisant des trajectoires courbes (baignées dans le champ magnétique) a été également mis en oeuvre et les premiers tests réalisés. Cependant, une étude complète est nécessaire pour finir la validation du code. Ceci pourrait permettre d'utiliser toutes les données et non juste celles prises sans champ magnétique.

## III.2.2 Étapes préliminaires

### III.2.2.1 Contraintes

#### Détecteurs fixés

L'algorithme est testé pour aligner des trajectoires droites (jeux de données sans champ). Certaines transformations globales du spectromètre n'affectent pas le  $\chi^2$  des trajectoires et les paramètres d'alignement  $y$  sont insensibles. En l'occurrence, c'est le cas des translations globales du détecteurs le long de  $w$ . Il convient alors de fixer quatre sous-détecteurs pour éviter une translation globale le long de  $(Ox)$  ou  $(Oy)$ , et une autre translation d'amplitude

<sup>(3)</sup> Ce qui est vrai pour le cas des bras muons car la segmentation des chambres est rapprochée et que l'alignement initial est suffisamment bon.

proportionnelle à  $z$ . Par exemple le long de  $x$ , les transformations à éviter sont  $\delta x = k$ , avec  $k$  une constante, et  $\delta x(z) \propto z$ .

Le choix des détecteurs fixés doit être fait avec prudence car ils doivent être suffisamment espacés pour permettre un alignement correct. Des simulations ont montré que l'alignement le plus précis, c'est à dire avec les plus petites erreurs, s'obtient en fixant la chambre 1 de la station 0 et la chambre 0 de la station 1 pour les deux bras. Leur position doit être connue avec une bonne précision pour éviter un désalignement global du spectromètre, et pour éviter des incohérences avec les cartes de champ magnétique ou les positions du faisceau.

### Coupages

Seules les trajectoires de bonne qualité sont utilisées pour aligner les détecteurs. Une sélection est réalisée pour n'utiliser dans l'alignement global que les trajectoires comportant un coup dans chacun des quatre détecteurs de la dernière station afin d'assurer une résolution suffisamment bonne sur la trajectoire. De plus, les trajectoires doivent aussi avoir un  $\chi^2$  par degré de liberté,  $\chi^2/ndf$ , plus petit que 20 et un  $\chi^2$  par degrés de liberté de l'ajustement du vertex des trajectoires de chaque muon,  $\chi_{vtx}^2/ndf$ , plus petit que 15 (voir paragraphe III.1.2.5). Il est aussi possible de sélectionner des trajectoires proches ou lointaines du faisceau de façon à tester les éventuelles corrélations entre les alignements le long de  $w$  et  $\phi$ .

Enfin, les coupures suivantes ont été utilisées pour décider si les corrections d'alignement trouvées par Millepede sont pertinentes :

- Le nombre de trajectoires dans un détecteur utilisé pour l'alignement doit être supérieur à 50<sup>(4)</sup> de façon à ce que l'algorithme ait suffisamment d'informations pour calculer un résultat pertinent.
- L'alignement est considéré comme pertinent si l'erreur sur  $w$  est raisonnable,  $|\sigma_w| < 0,15$  cm pour l'alignement du MuTr, et  $|\sigma_w| < 2.55$  cm pour le MuID, ces valeurs ayant été choisies en observant la distribution des erreurs obtenues pour les différents plans de détection.

#### III.2.2.2 Qualité

La qualité de l'alignement peut être estimée de plusieurs façons. Des simulations permettent de valider le code et des critères de qualités permettent de voir (une fois le code validé) quel est l'influence de l'alignement sur la reconstruction.

Un indicateur direct de la validité de l'algorithme consiste à étudier des simulations pour lesquelles les désalignements trouvés par Millepede peuvent être comparés à des paramètres d'alignement introduits artificiellement avant d'exécuter Millepede (voir paragraphe III.2.3). Par ailleurs, une deuxième reconstruction après avoir introduit les désalignement trouvés comme corrections sur la position des détecteurs, ajoutée à l'alignement initial des détecteurs, devrait conduire à de nouveaux désalignements compatibles avec zéro dans les barres d'erreurs pour les simulations et les données réelles. Ceci permet également d'estimer la précision optimale de l'alignement.

La méthode itérative et traditionnelle était basée sur l'étude des résidus, différence entre la

<sup>(4)</sup> Cette limite a été choisie à partir de simulations pour lesquelles les résultats obtenus étaient suffisamment proches dans les barres d'erreur des valeurs attendues.

vraie position du coup dans un détecteur et celle obtenue par l’ajustement de la trajectoire. Ceci peut être considéré comme un critère absolu. Un détecteur mal aligné devrait avoir la valeur moyenne de ses résidus très différente de zéro. Plus les résidus sont centrés en zéro, meilleur est l’alignement des détecteurs. Ainsi, une amélioration de l’alignement peut être identifiée en estimant les résidus comme dans le paragraphe III.2.4.3 car leur largeur devrait diminuer.

D’autres critères dits relatifs peuvent indiquer la qualité de l’alignement. Un critère est défini comme relatif lorsqu’il n’a pas une valeur prédictible pour un détecteur bien aligné mais si sa valeur dépend de la qualité de l’alignement. Par exemple, si le nombre et la qualité des trajectoires reconstruites par évènement est plus grande après alignement qu’avant, la qualité de celui-ci est bonne. Cependant, dans les études réalisées, la qualité de l’alignement initial, bien qu’imparfaite, était suffisamment bonne pour que le nombre de trajectoires n’augmente pas significativement après alignement avec Millepede. De façon similaire, le  $\chi^2$  des trajectoires devrait aussi s’améliorer avec l’alignement. Cependant, le faible contrôle actuel de la résolution des détecteurs ne permet pas d’obtenir un  $\chi^2$  des trajectoires suffisamment bon pour que cette variable puisse être utilisée comme indicateur de la qualité de l’alignement comme le montre le paragraphe III.2.4.4. Enfin, améliorer l’alignement devrait également améliorer la distribution de certaines variables géométriques comme DG0, la distance entre une route du MuID et la trajectoire associée dans le MuTr extrapolée au plan 0 du MuID. Ces résultats sont présentés au paragraphe III.2.4.5.

Ces trois méthodes d’évaluation de la qualité de l’alignement ont été utilisées pour valider l’algorithme et sa précision. Les paragraphes suivants présentent les résultats obtenus pour chacune des méthodes.

### III.2.3 Validation par simulations

Des simulations de données sans champ ont été réalisées pour valider l’algorithme. Des désalignements aléatoires sont introduits avant de reconstruire les trajectoires et de comparer avec ce que trouve Millepede. La chaîne d’analyse consiste à reconstruire les trajectoires à partir de PRDF ou de DST en exécutant Millepede qui trouve un jeu de paramètres d’alignements.

Le schéma Fig. III.4 détaille les modules de reconstruction utilisés pour obtenir les paramètres d’alignement. Le module d’alignement, *MILLEPEDE* comportant la routine *MuonGlobalAlign*, est exécuté lors de la lecture des informations d’une DST qui contient les coups des particules par détecteur. Les corrections obtenues, *corrections\_reco1*, peuvent être réintroduites dans la chaîne de reconstruction afin de vérifier l’amélioration de l’alignement des détecteurs après avoir appliqué les corrections de Millepede. La routine *MuonDisalign* permet d’introduire ces corrections lors de la reconstruction. L’alignement peut être estimé une seconde fois, après prise en compte des premières corrections, pour vérifier que les détecteurs sont bien alignés. Il suffit pour cela d’observer le résultat de ce deuxième alignement, *corrections\_reco2*. *Fun4Muon\_Read* et *Fun4Muon\_Reco* regroupent les modules pour lire, évaluer et reconstruire les informations des DST.

La Fig. III.5 (Fig. III.6) représente en ordonnée les désalignements en  $w$  introduits avant la reconstruction, croix bleues, et ceux trouvés par Millepede, carrés rouges, pour chaque demi-octant (panneau) du MuTr (MuID) en abscisse, pour le bras Sud à gauche et le bras Nord à droite. Les désalignements sont en centimètres. Les détecteurs sont arrangés de gauche à droite en partant de la station 0, chambre 0, jusqu’à la station 2, chambre 1. Pour le MuID,

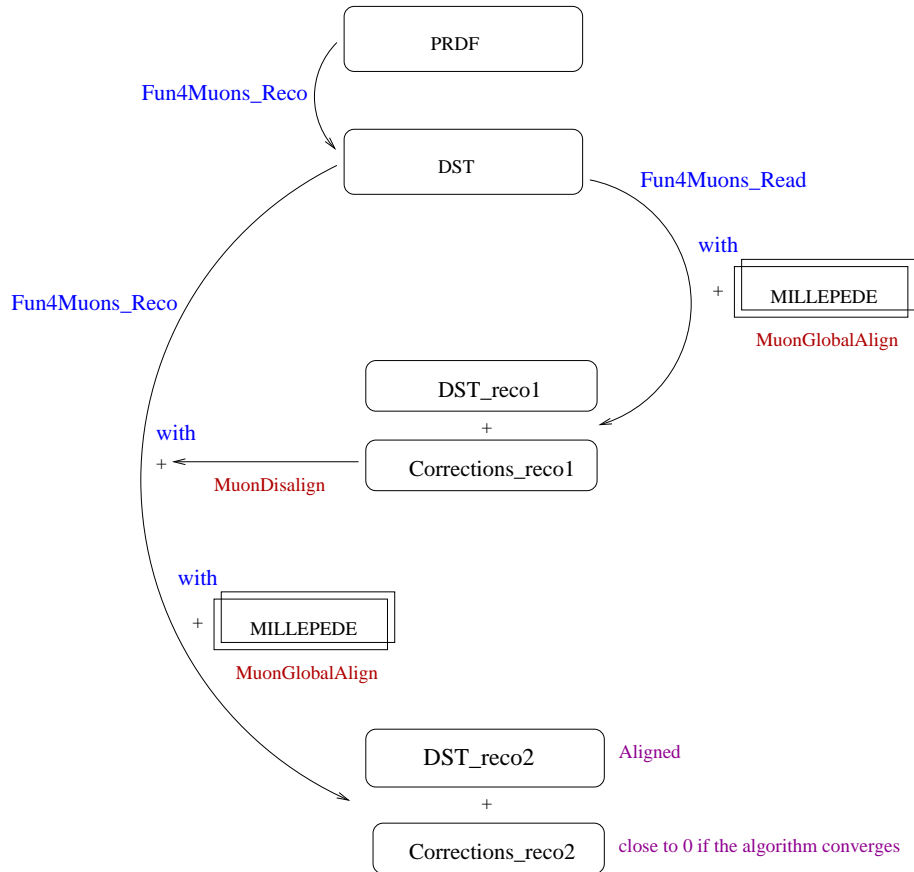


Fig. III.4 – Chaîne d'analyse utilisée pour tester Millepede.

les indexes vont du plan 0 au plan 4. Des lignes en pointillés noirs séparentent chaque cathode ou plan.

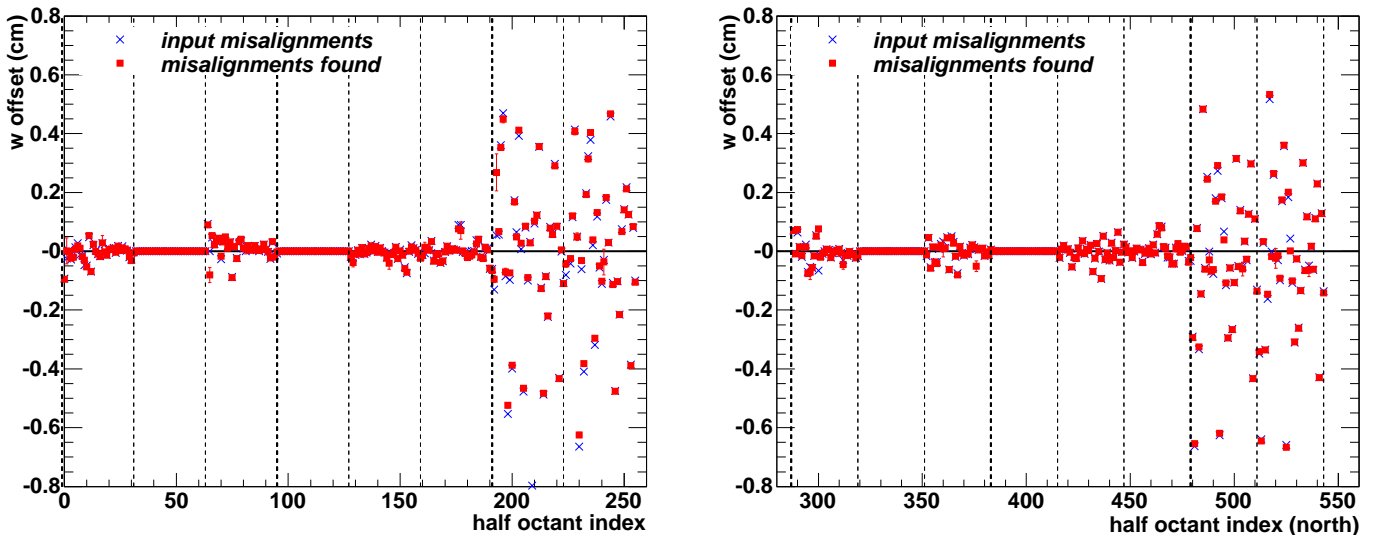
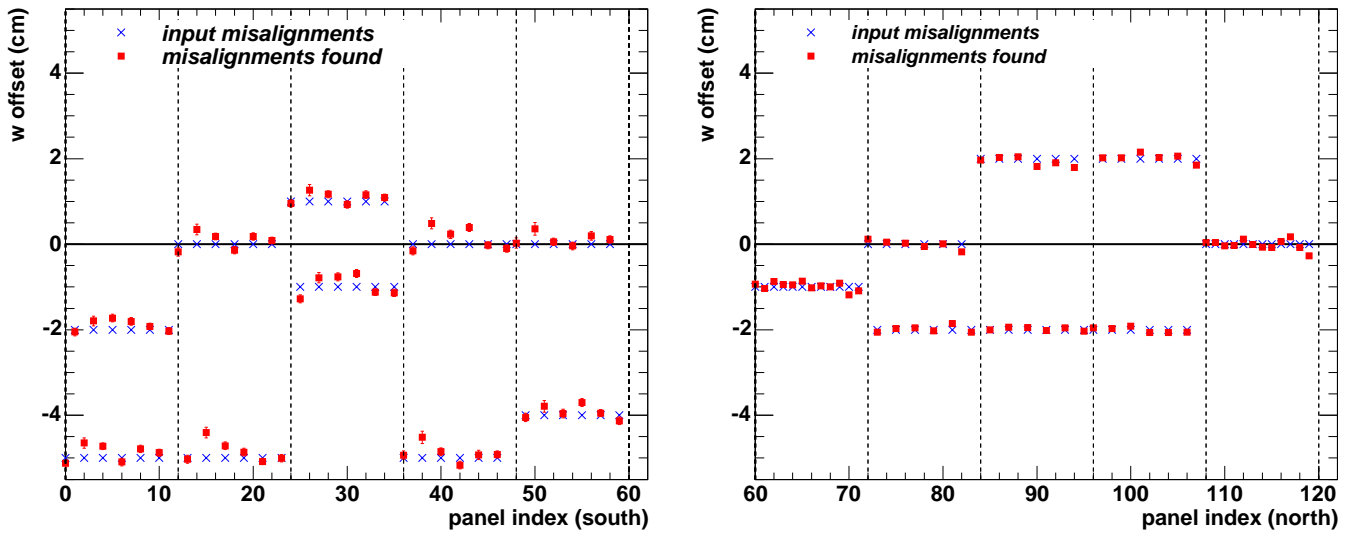


Fig. III.5 – Décalage aléatoire en  $w$  pour chaque demi-octant introduit à la main (croix bleues) et décalage trouvé par Millepede en alignant le MuTr et le MuID ensemble (carrés rouges) pour le bras Sud à gauche et Nord à droite, avec des données MC.

Le MuTr et le MuID sont alignés simultanément. Pour le MuTr, l'algorithme retrouve les désalignements aléatoires introduits avec une précision d'environ  $200 \mu\text{m}$  lors d'une utili-



**Fig. III.6** – Décalage aléatoire en  $w$  pour chaque panneau introduit à la main (croix bleues) et décalage trouvé par Millepede en alignant le MuTr et le MuID ensemble (carrés rouges) pour le bras Sud à gauche et Nord à droite, avec des données MC.

sation de 7 000 trajectoires dans chaque demi-octant. Pour le MuID, l’algorithme retrouve les désalignements aléatoires introduits avec une précision d’environ 1 mm lorsque 140 000 trajectoires dans chaque panneau sont utilisées. La précision de l’alignement du MuTr et du MuID est meilleure que la résolution respective des détecteurs (environ  $500 \mu\text{m}$  pour le MuTr et 1 cm pour le MuID) et peut de plus être améliorée en utilisant un plus grand nombre de trajectoires.

Une seconde reconstruction est réalisée pour vérifier que les résultats de Millepede convergent, et que les deuxièmes corrections obtenues sont négligeable, ce qui confirmerai que le jeu de corrections trouvé était le meilleur. Sur les Fig. III.7 et Fig. III.8, les croix bleues représentent la somme des désalignements aléatoires et des corrections trouvées par Millepede lors de la première reconstruction. Les carrés rouges représentent les corrections trouvées par Millepede au cours de la deuxième reconstruction. Ces figures confirment que les deuxièmes corrections trouvées par Millepede sont toutes compatibles avec zéro dans les barres d’erreurs.

L’alignement du MuID a moins de précision que celui du MuTr à cause de la faible résolution des tubes Iarocci. La deuxième reconstruction valide la convergence de l’algorithme. Il n’est donc pas nécessaire d’itérer la procédure dans le cas de trajectoires droites.

### $\chi^2$ des trajectoires

La Fig. III.9 illustre la sensibilité du  $\chi^2$  des trajectoires simulées à l’alignement des détecteurs. Le  $\chi^2$  des trajectoires, obtenu pour les simulations des paragraphes précédents où des désalignements aléatoires ont été introduits, est énormément amélioré dans les simulations grâce à l’alignement de Millepede. Lorsque de grands désalignements existent le  $\chi^2$  est fortement dégradé. Il s’améliore considérablement lorsque les corrections de Millepede sont utilisées.

### III.2.4 Application aux données réelles

Les performances de Millepede sont testées sur des données sans champ du Run-3 car ces données ont été utilisées pour trouver le premier jeux de corrections utilisées jusqu’alors, ob-

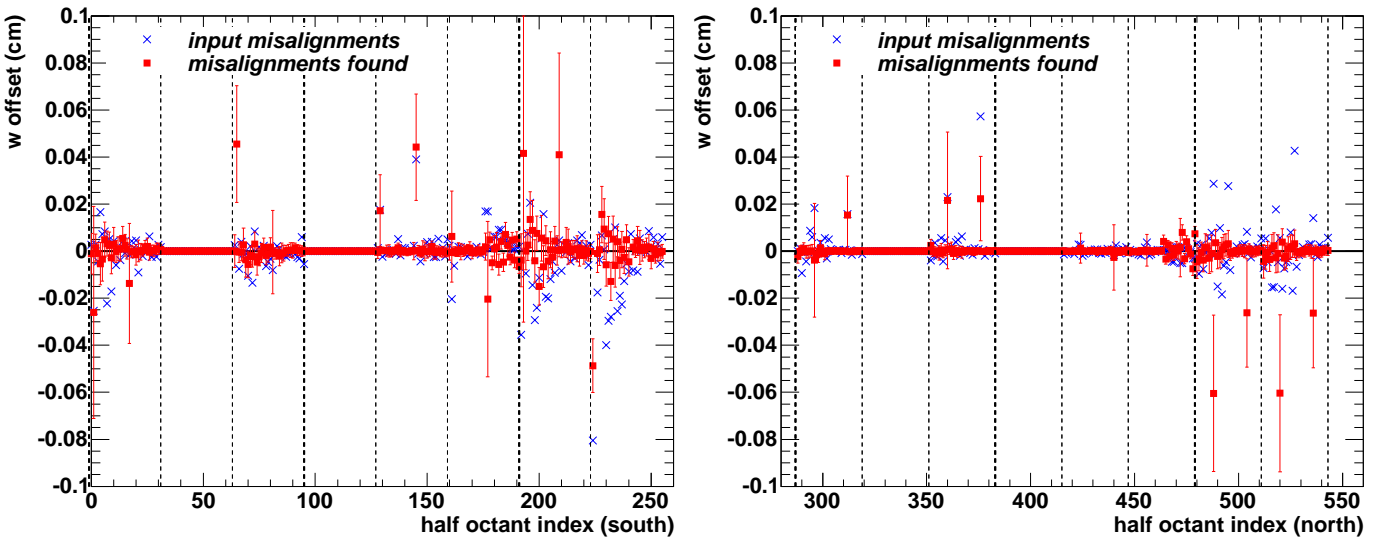


Fig. III.7 – Décalage trouvé par Millepede en  $w$  pour chaque demi-octant avec les données MC après la deuxième reconstruction. Les croix bleues sont la somme des corrections trouvées par Millepede après la première reconstruction et les désalignements initiaux aléatoires. Les carrés rouges correspondent aux nouvelles corrections trouvées par Millepede après cette deuxième reconstruction dans le bras Sud à gauche et Nord à droite.

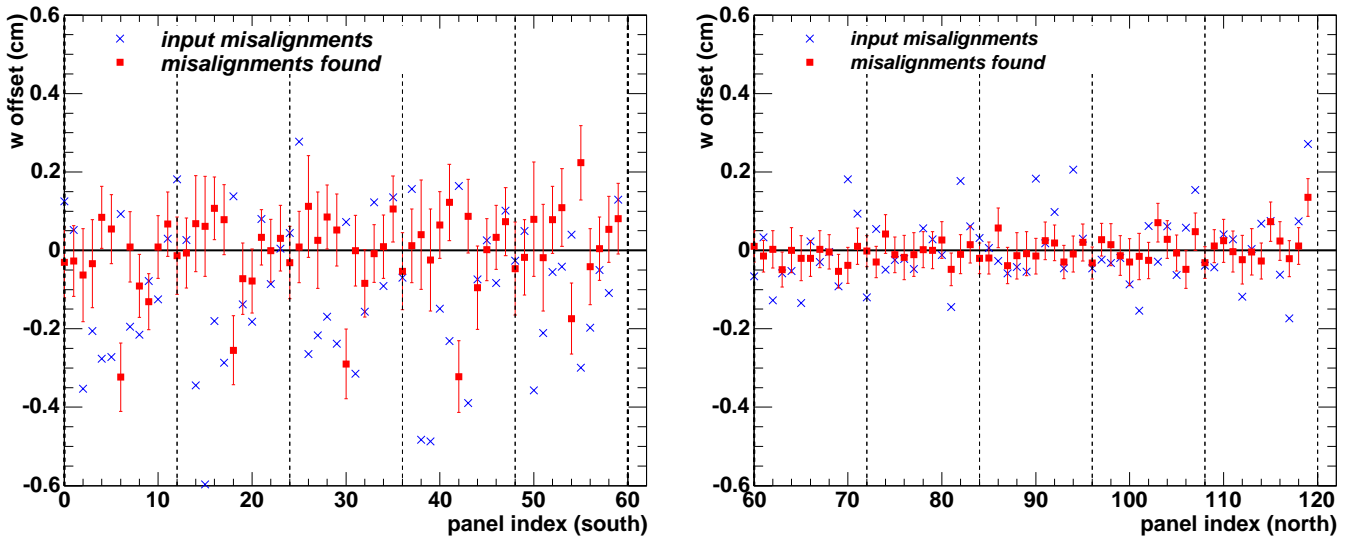


Fig. III.8 – Désalignement des panneaux après la deuxième reconstruction (carré rouge) pour le bras Sud à gauche et Nord à droite.

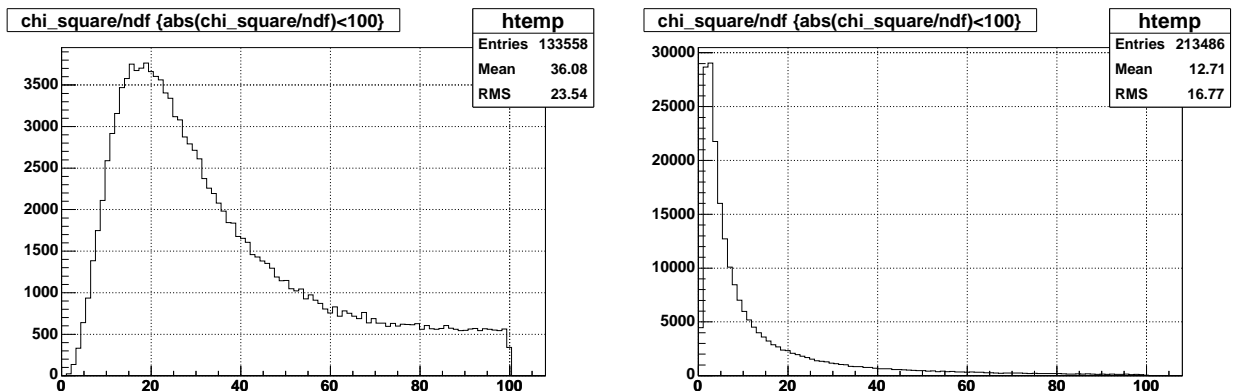


Fig. III.9 –  $\chi^2$  des trajectoires simulées par degré de liberté pour des détecteurs désalignés à gauche et après alignement corrigé par Millepede à droite.

tenues avec la procédure non automatisée itérative. L'amplitude des désalignements trouvée par Millepede est présentée dans le paragraphe III.2.4.1. Les corrections trouvées par Millepede sont ensuite comparées à celles trouvées avec la procédure non automatisée itérative des données de 2003 dans le paragraphe III.2.4.2.

Une deuxième étape consiste à comparer les résidus dans chaque détecteurs pour différents jeux de corrections :

- pas de correction d'alignement ;
- avec les corrections manuelles utilisées dans l'analyse du Run+4 Au+Au ;
- en utilisant les corrections de Millepede pour l'alignement du MuTr et du MuID.

Enfin, les distributions des résidus, du  $\chi^2$  des trajectoires, et de DG0 sont étudiées dans le paragraphe III.2.4.3 à III.2.4.5 et comparées à celles trouvées lorsque les mêmes corrections sont utilisées pour reconstruire les données du Run-5 p+p.

Ces études ont permis de se rendre compte qu'un relevé de la position du MuID n'avait pas été pris en compte jusqu'à présent dans la description de la géométrie du détecteur. Celui-ci a été introduit à nouveau en Août 2006. De ce fait, tous les nouveaux jeux de corrections présentés dans les paragraphes suivants prennent en compte à la fois ce relevé et les corrections trouvées par Millepede. Ceci biaise quelque peu la comparaison avec les autres jeux de paramètres car les améliorations observées ne proviennent pas uniquement de l'utilisation de Millepede. Cependant, les résultats de Millepede étaient déjà meilleurs par rapport aux méthodes précédentes avant l'ajout de ce relevé supplémentaire, et donc l'introduction de ce relevé ne change pas les conclusions générales.

### III.2.4.1 Corrections d'alignement avec Millepede

#### Premières reconstructions

Les Fig. III.10 et Fig. III.11 représentent les désalignements trouvés par Millepede pour les données désalignées du Run-3 ( $\sim 400000$  évènements de biais minimum). Environ 1 300 (2 000) trajectoires par demi-octant (panneau) sont utilisées pour obtenir une précision sur l'alignement d'environ  $500 \mu\text{m}$  (1 cm) pour le MuTr (MuID). Les désalignements trouvés vont de 1 mm à 1 cm dans le MuTr et jusqu'à 4 cm dans le MuID. La station 2 du MuTr a des désalignements plus grands que les autres stations. Les erreurs obtenues dans le MuID sont plus grandes dans le bras Sud car le premier panneau est plus éloigné de la station 3 que dans le bras Nord et donc la distance d'extrapolation depuis la station 3 est plus grande et la précision moindre. Les erreurs du MuID sont plus grandes que celles du MuTr car sa résolution est moins bonne. La ligne continue noire indique les détecteurs pour lesquels moins de cinq trajectoires ont pu être utilisées. En l'occurrence, les DST reconstruites n'ont pas de signaux dans le plan 4 panneau 0,1 et 2 (vues horizontales et verticales), et donc aucun désalignements ou corrections n'ont pu être trouvés.

#### Deuxièmes reconstructions

Les Fig. III.12 et Fig. III.13 représentent les désalignements trouvés par Millepede après une deuxième reconstruction utilisant les corrections trouvées lors de la première reconstruction. L'amplitude des erreurs des désalignements des demi-octants du MuTr est de quelques

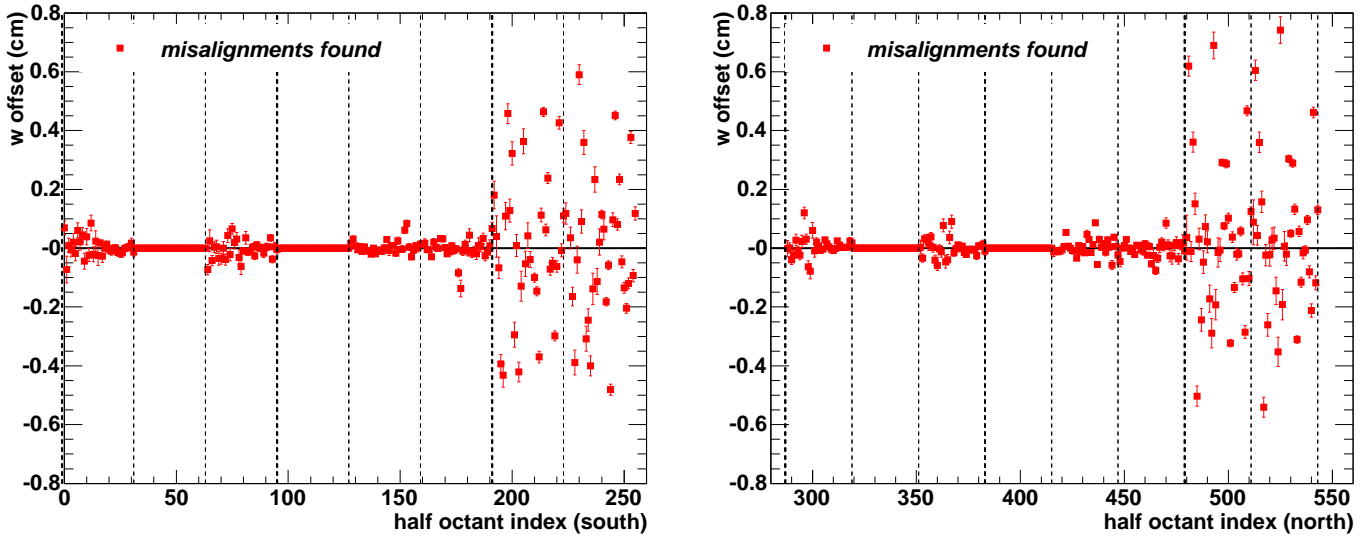


Fig. III.10 – Désalignements en  $w$  trouvés par Millepede pour chaque demi-octant du MuTr en alignant le MuTr et le MuID (cercles rouge) pour le bras Sud à gauche et le bras Nord à droite et les données du Run-3 p+p.

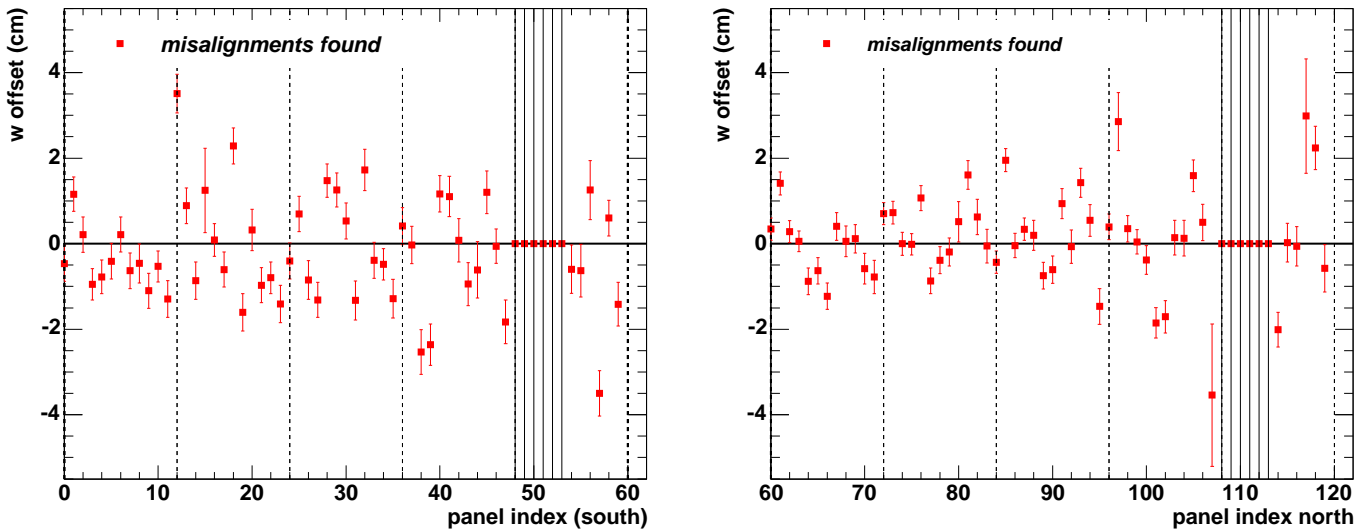


Fig. III.11 – Désalignements en  $w$  trouvés par Millepede pour chaque panneau du MuID en alignant le MuTr et le MuID (cercles rouge) pour le bras Sud à gauche et le bras Nord à droite et les données du Run-3 p+p.

100  $\mu\text{m}$ . Pour le MuID, les erreurs sur l'alignement des panneaux sont d'environ 0,5 cm. Ces valeurs correspondent à la précision de l'alignement de Millepede compte tenu du nombre d'évènements utilisés pour cette analyse.

#### III.2.4.2 Comparaison des corrections

L'algorithme Millepede a trouvé des désalignements de la station 3 du MuTr plus grands que pour les autres stations en étudiant les données du Run-3 p+p sans champ. Ceci est probablement dû au fait que c'est la station qui bouge le plus lors des interventions (notamment pour en réparer l'électronique) effectuées entre les prises de données. Les analyses du Run-3 se sont focalisées sur cette station et ont cherché à l'aligner le long de  $ds$  et  $dr$ .

La Fig. III.3 représente les coordonnées  $r$ ,  $s$  et  $w$  dans un octant.  $dr$  est un désalignement



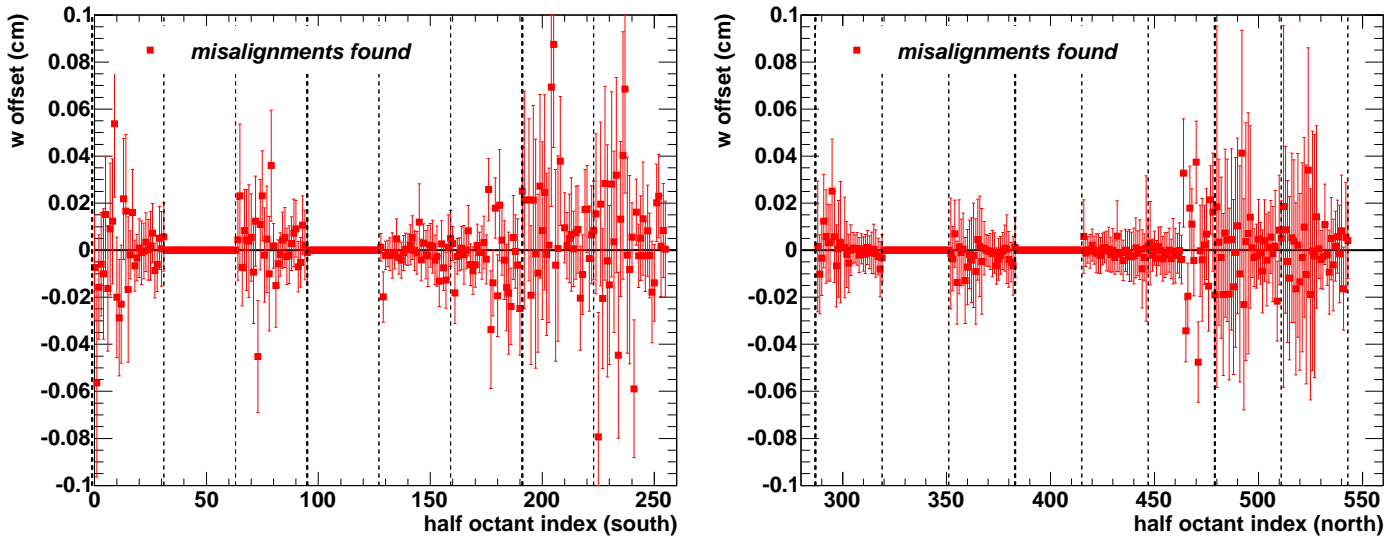


Fig. III.12 – Désalignements en  $w$  pour chaque demi-octant après avoir corrigé l'alignement avec Millepede pour le bras Sud à gauche et Nord à droite.

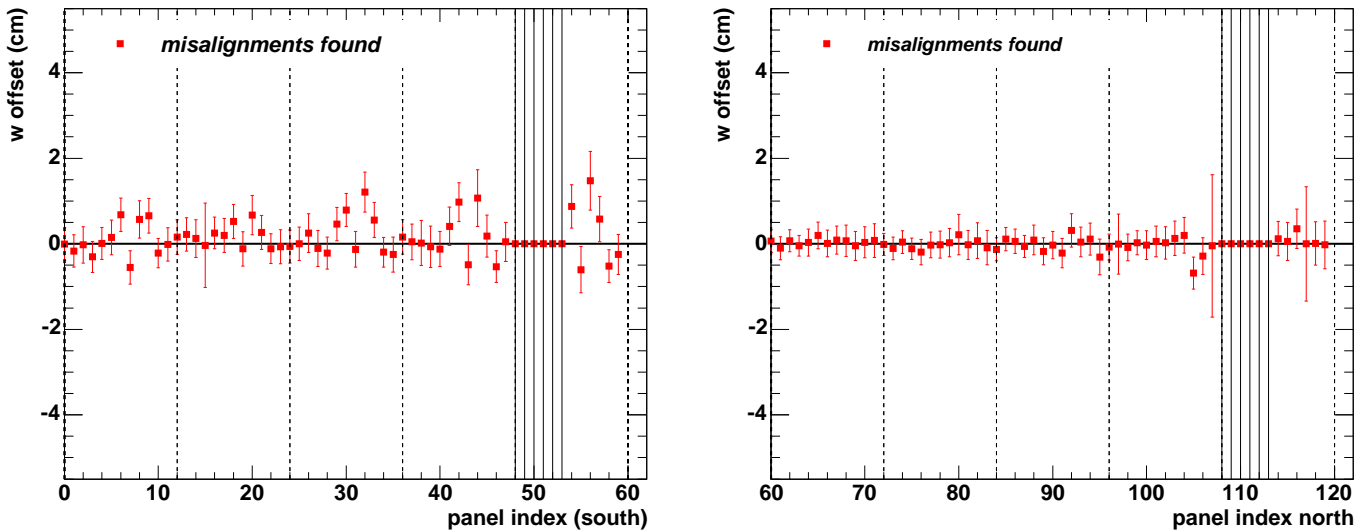


Fig. III.13 – Désalignements en  $w$  pour chaque panneau après avoir corrigé l'alignement avec Millepede pour le bras Sud à gauche et Nord à droite.

centré sur un octant, le long de la direction radiale et faisant un angle  $\phi$  avec  $x$ .  $ds$  est un désalignement perpendiculaire à  $drn$  centré au milieu du demi-octant.  $dw$  est un désalignement perpendiculaire aux pistes. Lorsque les pistes de deux demi-octants sont parallèles, comme pour certains plans stéréo,  $ds = dw$ .

Pour comparer l'alignement de Millepede avec les corrections du Run-3, le MuID et la station 3 du MuTr sont alignés en utilisant l'alignement global le long de  $w$  alors que les autres stations sont fixées. Les corrections trouvées par Millepede apparaissent en triangles fermés sur la Fig. III.14 et les corrections trouvées avec la procédure non automatisée itérative avec des cercles ouverts pour la station 3 de chaque bras. Les deux jeux de corrections sont du même ordre mais ne sont pas identiques. La différence pourrait venir du fait que pour la méthode non automatisée, seuls les octants sont alignés, alors qu'avec Millepede chaque demi-octant l'est. De plus les corrections  $dr$  manuelles sont les mêmes pour toutes les cathodes d'une station (seules 24 corrections indépendantes sont utilisées) et les corrections  $ds$  manuelles le sont également pour toutes les cathodes d'une même chambre (64 corrections

indépendantes). Vu ces considérations ainsi que les précédentes conclusions positives, il n'a pas été réalisé d'approfondissement supplémentaire.

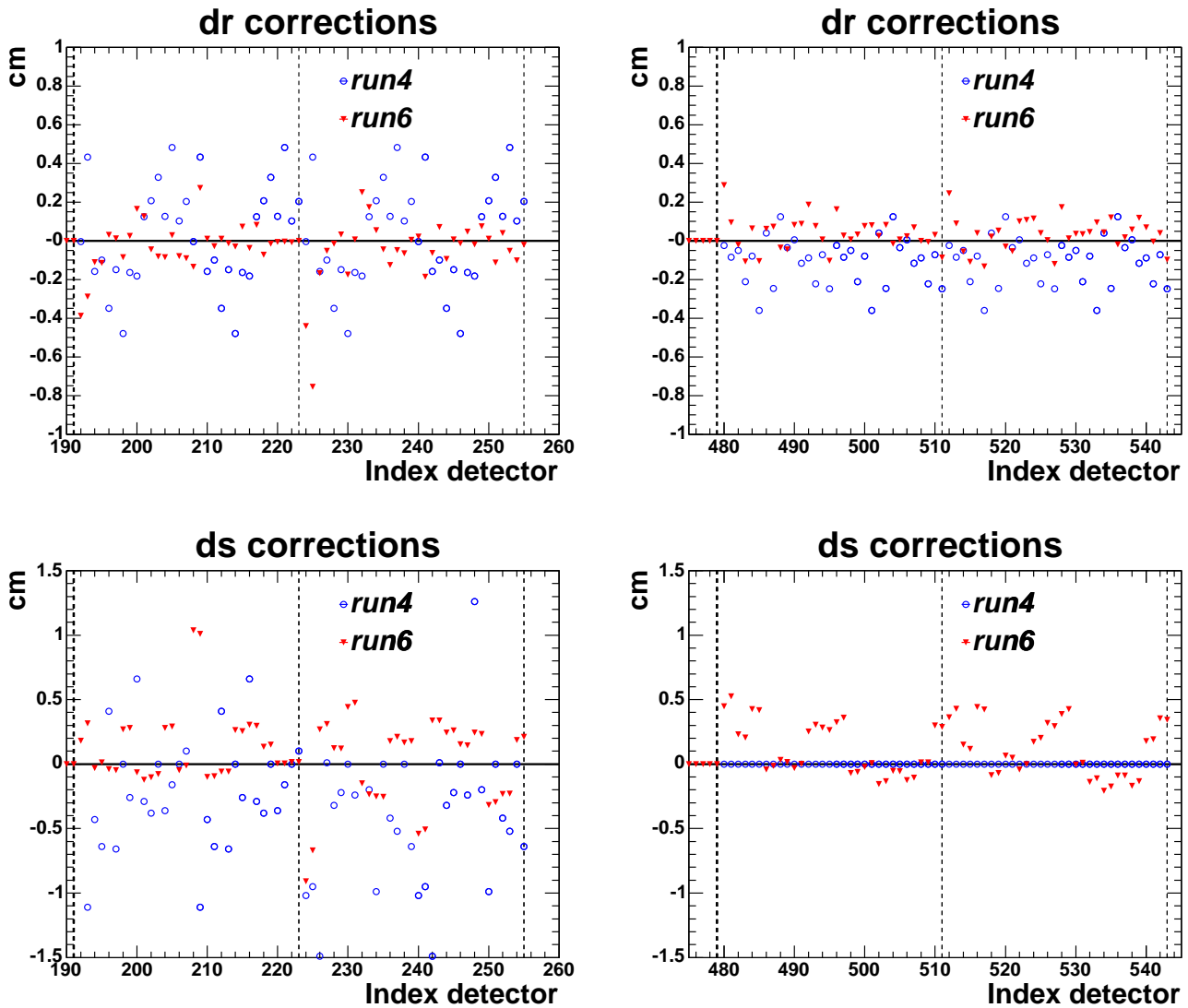


Fig. III.14 – Comparaison des corrections de Millepede (triangle rouge fermés) en alignant la station 2 du MuTr avec les corrections utilisées jusqu'au Run-6 trouvées en analysant le Run-3 pour le bras Sud à gauche et le bras Nord à droite, en haut pour les corrections le long de  $dr$  et en bas le long de  $ds$ .

### III.2.4.3 Résidus

La comparaison des résidus des détecteurs permet de quantifier l'amélioration de la reconstruction après l'alignement.

#### Valeur moyenne

L'algorithme Millepede est appliqué sur les données sans champ magnétique du Run-3 p+p pour aligner le MuTr et le MuID. Les corrections sont obtenues en moins de deux jours CPU. Trois configurations sont comparées :

- les triangles rouges ouverts, sans alignement : aucune correction n'est appliquée ;

- les cercles noirs ouverts, corrections Au+Au : dernier jeux de corrections trouvées avec la méthode traditionnelle pour l'analyse des données du Run 4 Au+Au ;
- les carrés bleus fermés, Millepede : corrections trouvées par Millepede en alignant le MuTr et le MuID.

La Fig. III.15 représente la valeur moyenne des distributions des résidus de chaque demi-octant du MuTr. Les stations et les gaps sont séparées par des lignes en pointillés rouges et noirs. La majorité des désalignements systématiques avant correction disparaissent avec les corrections Au+Au, comme par exemple pour la première chambre de la dernière station du bras Sud. Millepede regroupe encore davantage les résidu autour de 0. La valeur moyenne obtenue avec les corrections de Millepede est plus proche de zéro et moins éparpillée que pour les deux autres configurations.

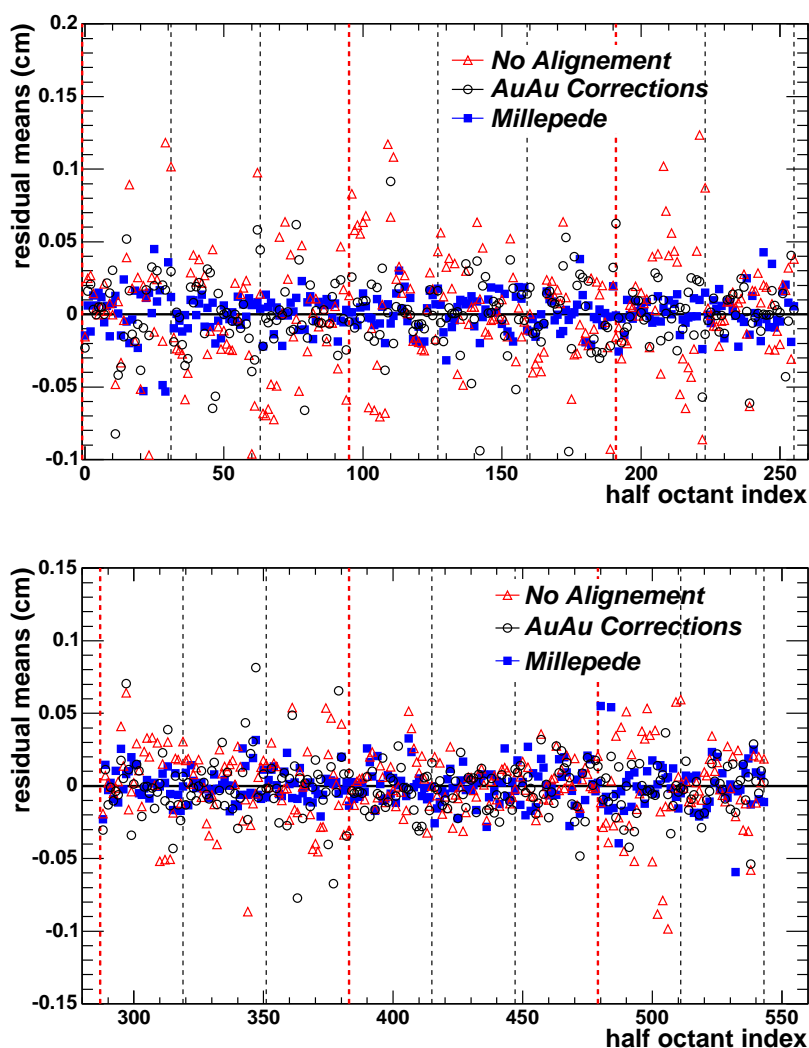


Fig. III.15 – Valeur moyenne des distributions des résidus dans les demi-octant du MuTr du bras Sud (Nord) en haut (bas) pour les différentes configurations.

La Fig. III.16 représente la distributions de l'écart type (RMS) des résidus pour le bras Sud du MuTr (gauche) et Nord (droite). Les écarts types sont dominées par la résolution des détecteurs et ne varient pratiquement pas entre les configurations.

Les Fig. III.17 et Fig. III.18 montrent les valeurs moyennes et les écarts types des distribu-

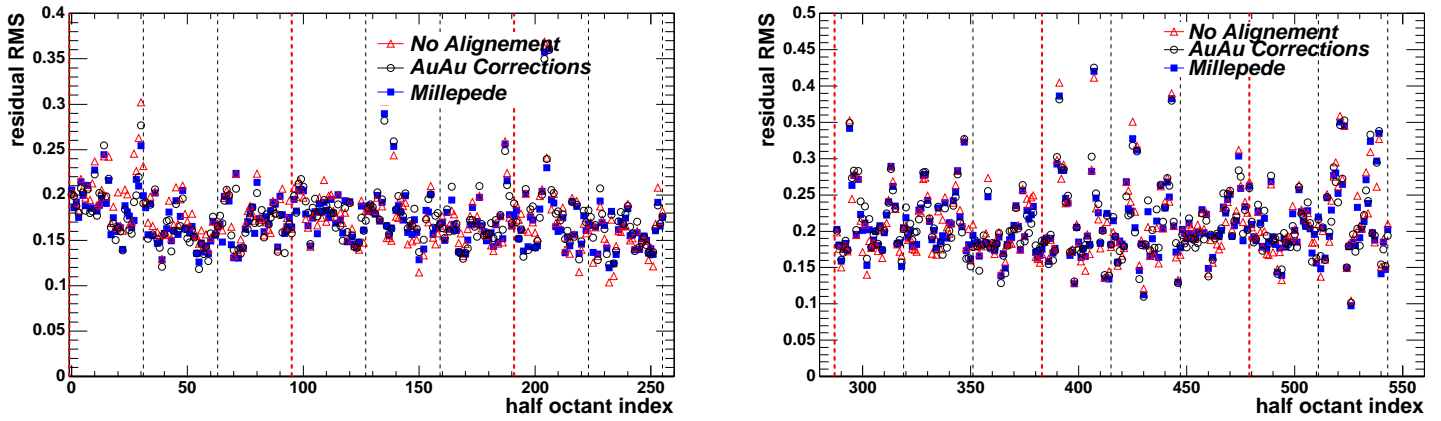


Fig. III.16 – Valeurs de l'écart type en centimètres des distributions des résidus dans les demi-octants du MuTr Sud (Nord) à droite (gauche) pour différentes corrections d'alignement.

tions de résidus dans chaque panneau du MuID Sud (gauche) et Nord (droite) pour chaque configuration. Les désalignements atteignent jusqu'à 3 cm. Les résidus se rapprochent de zéro avec les corrections de Millepede. Les écarts types sont larges parce que la résolution du MuID se dégrade en s'éloignant du vertex et à cause de la diffusion multiple dans les absorbeurs du MuID.

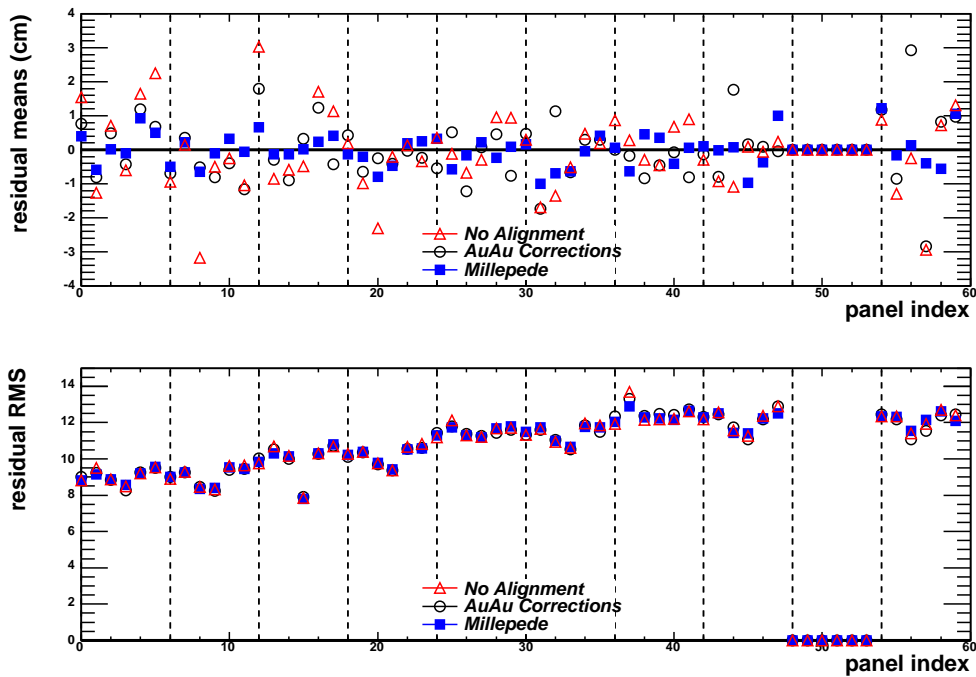


Fig. III.17 – Valeur moyenne (haut) et RMS (bas) des distributions des résidus dans les panneaux du MuID du bras Sud pour différentes configurations.

### Projection des valeurs moyennes

La Fig. III.19 représente la distribution des valeurs moyennes en cm pour chaque configuration pour le bras Sud (Nord) à gauche (droite) du MuTr. Elle correspond à la projection de la Fig. III.15 sur l'axe vertical. L'histogramme comporte une entrée par demi-octant de chaque bras du MuTr. L'écart type de la configuration sans correction est plus grande que celle

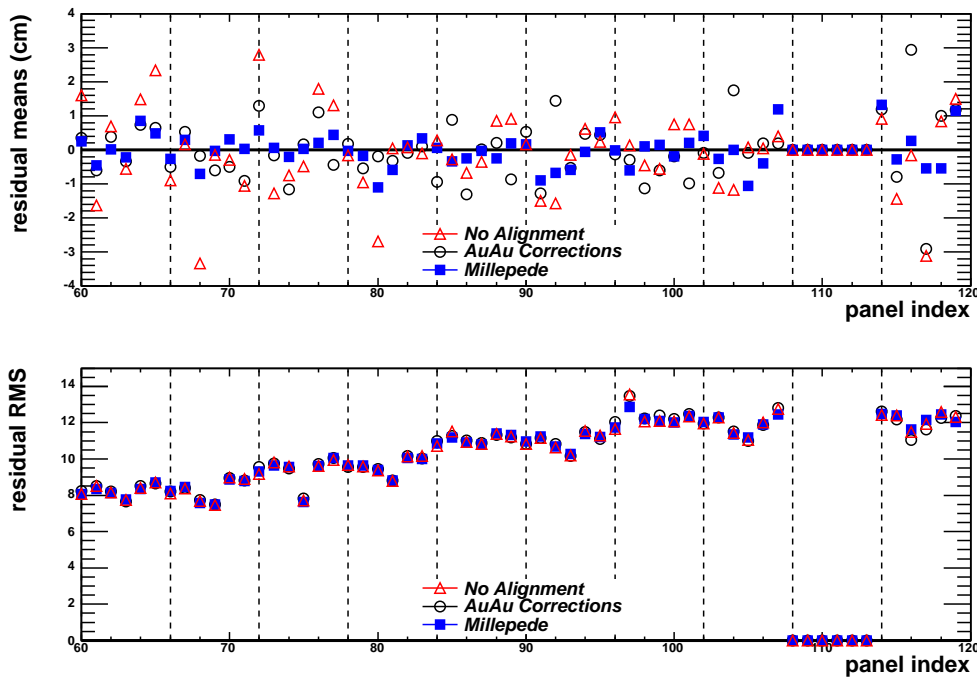


Fig. III.18 – Valeur moyenne (haut) et RMS (bas) des distributions des résidus dans les panneaux du MuID du bras Nord pour différentes configurations.

du Run 4, qui est plus grande à son tour que celle de l’alignement avec les corrections de Millepede :

- Pour le bras Sud, les valeurs moyennes sont de 13  $\mu\text{m}$  sans corrections, -11  $\mu\text{m}$  en utilisant les corrections Au+Au, et 7  $\mu\text{m}$  avec Millepede. Les largeurs sont respectivement de 0,42 mm, 0,27 mm et 0,13 mm.
- Pour le bras Nord, les valeurs moyennes sont de -19  $\mu\text{m}$  sans corrections, -18  $\mu\text{m}$  en utilisant les corrections Au+Au, et 2  $\mu\text{m}$  avec Millepede. Les largeurs sont respectivement de 0,25 mm, 0,19 mm et 0,13 mm.

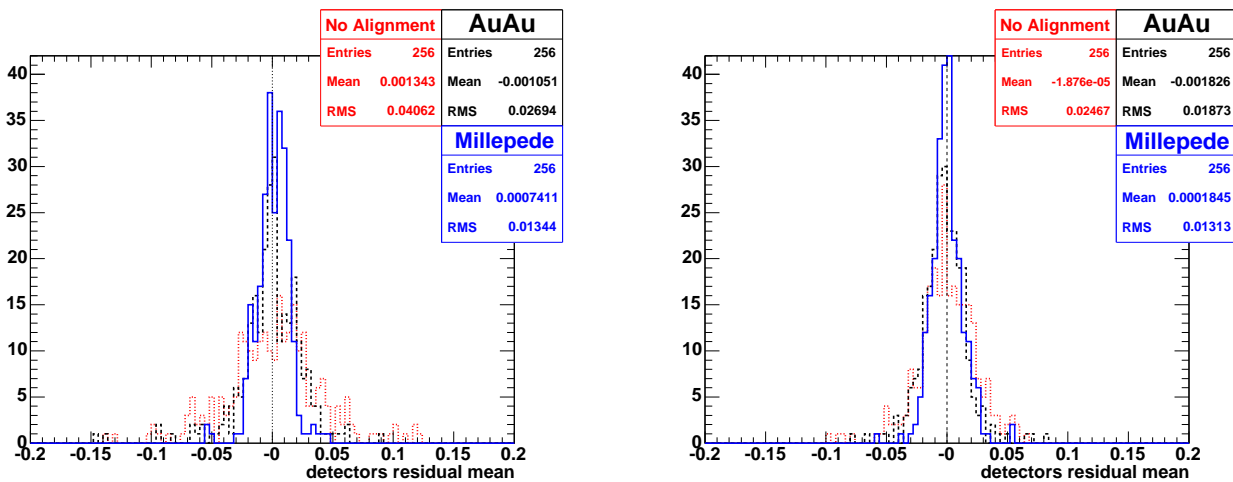


Fig. III.19 – Projection des valeurs moyennes en centimètres des résidus des demi-octants du MuTr Sud (Nord) à gauche (droite).

La même projection des Fig. III.17 et Fig. III.18 pour le MuID est représentée sur la Fig. III.20. L'histogramme comporte une entrée par panneau pour chaque bras du MuID. La dispersion des désalignements est également plus petite pour la configuration Millepede que pour Au+Au :

- Pour le bras Sud, les valeurs moyennes sont de -0,69 mm sans corrections, -0,26 mm en utilisant les corrections Au+Au, et -0,14 mm avec Millepede. Les largeurs sont respectivement de 1 cm, 0,89 cm et 0,46 cm.
- Pour le bras Nord, les valeurs moyennes sont de -0,89 mm sans corrections, -0,25 mm en utilisant les corrections Au+Au, et -0,17 mm avec Millepede. Les largeurs sont respectivement de 1,14 cm, 0,88 cm et 0,48 cm.

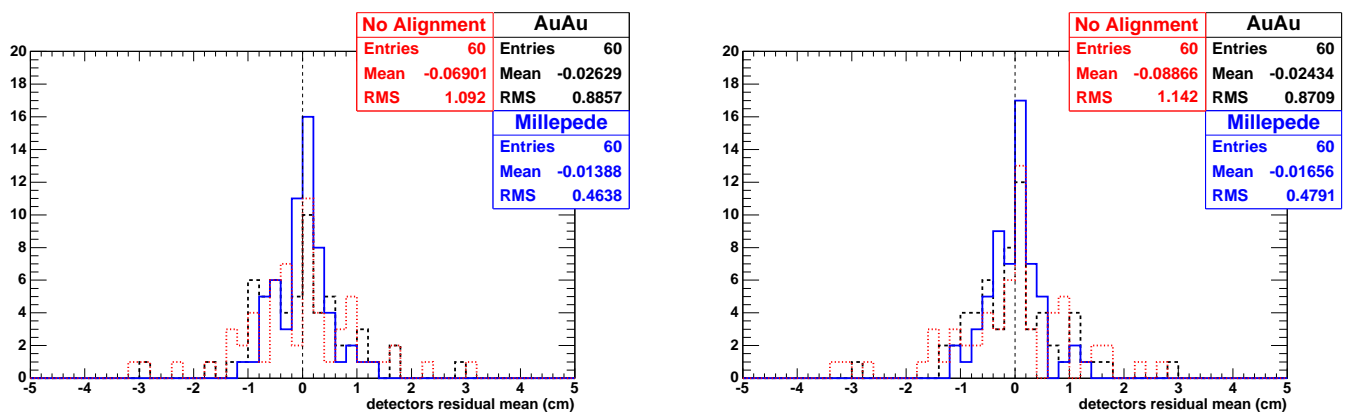


Fig. III.20 – Projection des valeurs moyennes des résidus des demi-octants du MuID Sud (Nord) à gauche (droite).

### Conclusions : les résidus s'améliorent-ils ?

Les résidus sont plus centrés en zéro et moins étalés lorsque l'alignement est réalisé avec Millepede. L'alignement est au moins 25 % meilleur avec Millepede que lorsque l'alignement avec l'ancienne méthode (non-automatisée et itérative) est utilisé. La précision sur la position des résidus est également meilleure, d'environ 50 %, lorsque Millepede est utilisé par rapport à l'utilisation des corrections de l'alignement de l'ancienne méthode. Ces valeurs (moyenne et RMS) constituent la preuve quantitative la plus directe de l'amélioration de l'alignement résultant de l'utilisation de Millepede par rapport à la méthode utilisée jusqu'en 2005.

#### III.2.4.4 $\chi^2$ des trajectoires

La Fig. III.21a résume l'impact des différentes corrections sur le  $\chi^2$  des trajectoires. Celui-ci s'améliore de 10 % avec l'alignement Au+Au, et d'environ 15 % avec les corrections de Millepede en ne considérant que les trajectoires qui traversent le demi-octant 1 de l'octant 2 de toutes les stations.

### III.2.4.5 Impact sur l'association des trajectoires entre la dernière station du MuTr et le premier plan du MuID (DG0)

Différentes configurations d'alignement sont appliquées aux données p+p du Run-5 avec champ magnétique. L'objectif est d'estimer quantitativement les améliorations des distributions de DG0, égale à la distance entre la route du MuID et la trajectoire associée dans le MuTr extrapolée au plan 0 du MuID. Les coupures choisies pour cette étude sont les suivantes :

- trajectoires *deep* (profondeur > 4) pour éliminer les muons de faibles impulsions, et notamment ceux provenant de la décroissance de  $\pi/K$  ;
- muons de signe positif ;
- masse des particules mères  $m \in [2, 9; 3, 2]$  pour sélectionner des  $J/\psi$ .

Les résultats obtenus correspondent à environ 4000  $J/\psi$  par bras venant des nDSTs du Run-5 p+p.

Les alignements comparés sont les suivants :

- aucun alignement (triangles ouverts)
- nouvel alignement : corrections de Millepede et relevé géométrique du MuID (carrés fermés)
- simulation avec alignement parfait<sup>(5)</sup> (croix ouvertes)

La Fig. III.21b présente le DG0 en cm pour un intervalle de confiance de 95 %<sup>(6)</sup> en fonction de l'impulsion de la trajectoire le long du faisceau ( $p_z$ ) en GeV. Plus la valeur de DG0 est petite, meilleur est l'alignement du MuTr par rapport au MuID. La configuration de Millepede (carrés fermés) est proche des simulations pour lesquelles les détecteurs sont, par définition, parfaitement alignés (croix ouvertes). Les distributions diminuent avec  $p_T$  car plus l'impulsion de la particule est grande, plus la diffusion multiple dans le MuID est petite et la résolution de la route MuID est meilleure.

Sur la Fig. III.22, la distribution de DG0 mesurée avec les données Run-6 p+p utilisant le nouvel alignement de Millepede et le relevé géométrique du MuID est comparée à la distribution de DG0 obtenue en utilisant des détecteurs simulés parfaitement alignés. L'accord est raisonnablement bon pour chaque bras contrairement à ce qui avait été observé pour les analyses précédentes. La largeur de la distribution de masse du  $J/\psi$  a également été comparée entre ces différentes contributions (Millepede et alignement non-automatisé itératif) mais aucune différence n'a été observée, probablement parce que cette largeur est dominée par la diffusion multiple dans l'absorbeur et que les améliorations dues à l'alignement ont un impact négligeable par rapport à celle-ci cette contribution.

### III.2.4.6 Perspectives

#### Corrélations et autres paramètres

L'algorithme Millepede a été utilisé pour aligner le MuTr suivant  $w$  et  $\phi$  à partir des données

<sup>(5)</sup> Génération des coups MC en utilisant exactement la position définies des détecteurs

<sup>(6)</sup> 95 % des trajectoires possèdent une valeur DG0 inférieur à la valeur représentée.

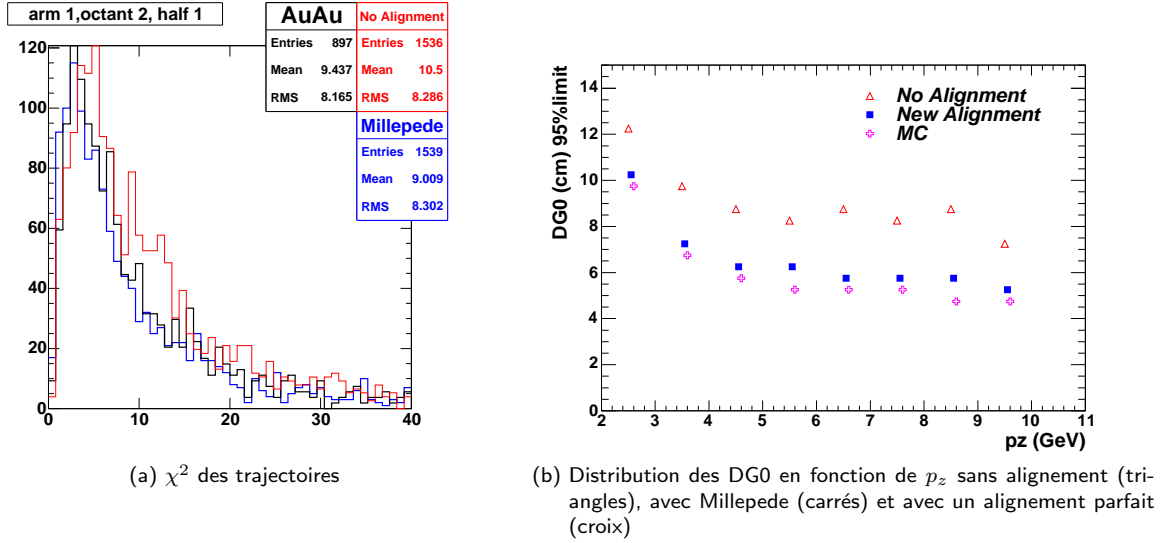


Fig. III.21 – Impact de l'alignement du Millepede sur le  $\chi^2$  des trajectoires et le DG0.

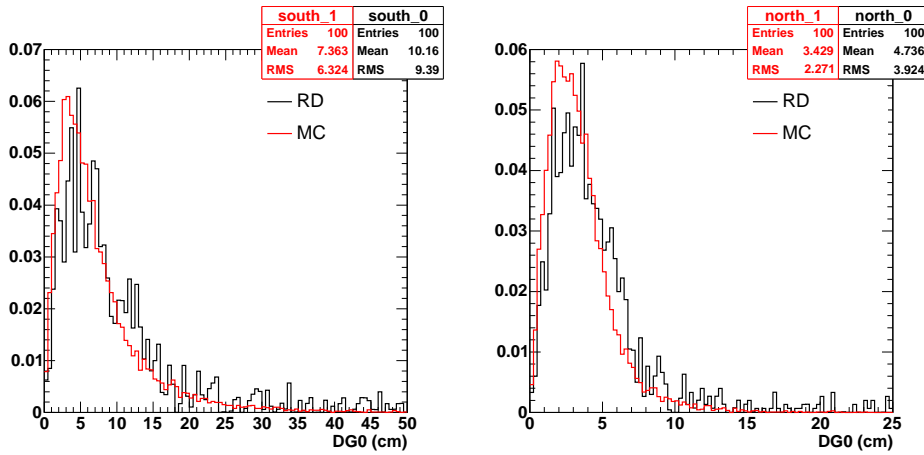


Fig. III.22 – noir : données du Run-6 p+p, rouge : Run 6 p+p simulations de pure  $J/\psi$  sans désalignements réintroduits à l'étape PISA (contrairement aux simulations pour les Run-4 et Run-5)

du Run-3 p+p. Cependant, une corrélation a été observée entre les deux variables et n'a pas pu être résolue avec la statistique disponible. Plus les trajectoires sont proches du faisceau, plus  $w$  et  $\phi$  sont corrélés. En effet, pour des trajectoires proches du faisceau, désaligner en  $\phi$  ou  $w$  aura le même impact<sup>(7)</sup>. Une coupure sur l'angle de la trajectoire a été implémentée pour n'utiliser dans l'algorithme que les trajectoires d'angle suffisamment grand pour réduire la sensibilité à cette corrélation. Cependant, le gain n'a pas été jugé suffisant. Probablement la statistique plus grande du Run-6 p+p sans champ pourrait apporter un éclairage différent sur cette conclusion. D'autre part, réduire le nombre de paramètres, par exemple en fixant plus de détecteurs ou en alignant les octants plutôt que les demi-octants, devrait également réduire les corrélations. Des tests ont été réalisés en fixant les demi-octants d'un même octant mais les résultats n'ont pas permis de résoudre le problème de corrélation. Par ailleurs, fixer trop de détecteurs pourrait générer un biais dans l'alignement dont il faudrait se prémunir. En attendant, il a été décidé de n'aligner que suivant un seul paramètre à la fois. Aligner suivant  $\phi$  semble donner des résultats satisfaisants, mais la priorité a été donnée à l'alignement en  $w$  qui avait été identifié comme celui qui détériorait le plus la reconstruction. De ce

<sup>(7)</sup> En d'autres termes :  $\Delta w \sim R \cdot \Delta \phi$ . Plus la distribution en  $R$  est étroite, moins il est simple de séparer  $w$  de  $\phi$ .



fait, les corrections trouvées en alignant seulement suivant  $\phi$  n'ont pas été utilisées. L'alignement suivant  $z$  a également été implémenté et testé. Cependant, ce paramètre n'influençant l'alignement qu'au second ordre, ces corrections n'ont pas été utilisées. D'autres angles de rotation suivant  $x$  et  $y$  affectent les résultats au second ordre et pourraient être implémentés ultérieurement.

### Champ magnétique

L'algorithme a également été implémenté pour aligner des données avec champ magnétique (voir paragraphe III.2.1.4). Les corrections trouvées sur des simulations sont proches des désalignements introduits manuellement. Davantage d'études systématiques doivent être réalisées sur des données réelles avant de pouvoir avoir pleinement confiance dans les résultats telles que la comparaison des résidus dans les détecteurs, des distributions de DG0 ou encore du  $\chi^2$  des trajectoires. Enfin, les corrections pourraient être comparées avec les désalignements trouvés par le système d'alignement optique. Ceci n'a pas pu être réalisé car les données du système optique n'étaient pas analysables à cause de problèmes techniques de dysfonctionnement des caméras et d'algorithme utilisant les informations de celles-ci.

#### III.2.4.7 Conclusion

Une nouvelle méthode globale a été utilisée pour aligner les bras muons de PHENIX. Il a été possible d'aligner les détecteurs suivant plusieurs paramètres. Des simulations ont validé l'algorithme et l'amélioration de sa précision a été quantifiée sur des données réelles.

L'algorithme d'alignement Millepede a donné des résultats positifs appliqué au MuTr et au MuID suivant  $w$ , aussi bien en terme de performance que de consommation CPU. L'algorithme devrait être utilisé pour chaque prise de données pour corriger des éventuels désalignements après l'ouverture des bras pour intervention mécanique entre les prise de données (notamment remplacer l'électronique défectueuse). En particulier, pour les études futures de la physique du  $W$  [232] pour lesquelles avoir le meilleur alignement possible sera crucial.

Les données du Run-6 p+p sans champ ont été partiellement analysées pour évaluer le meilleur alignement avec plus de statistique (1 TBytes de données sans champ ont été prises pendant le Run-6). Les premiers résultats ont montré que des désalignements du même ordre de grandeur que ceux trouvés au Run-3 existent pour ces données du Run-6. D'autres paramètres d'alignement ( $\phi$  et  $z$ ) peuvent être étudiés avec cette plus grande statistique. L'algorithme peut également être appliqué aux données avec champ pour estimer les corrections au premier ordre de l'alignement sans champ, et ainsi fournir les meilleures corrections pour les données réelles.

## III.3 Efficacité de reconstruction

L'efficacité de reconstruction est caractérisée par le nombre de  $J/\psi$  reconstruits par l'algorithme par rapport au nombre de  $J/\psi$  susceptibles d'être reconstruits (c'est à dire pour lesquels les deux muons de décroissance traversent les zones actives du MuTr et du MuID). L'acceptance du détecteur correspond elle au rapport entre le nombre de  $J/\psi$  qui auraient été reconstruits par celui-ci s'il fonctionnait parfaitement et le nombre total de  $J/\psi$  produits dans un domaine cinématique donné (ici  $|y_{J/\psi}| \in [1, 2; 2, 2]$ ). La plupart des  $J/\psi$  qui ne sont

pas détectés ont l'un ou l'autre de leurs muons de décroissance qui n'entre pas dans l'acceptance du MuTr ou du MuID. Compte tenu de la géométrie de ces détecteurs, l'acceptance pour les  $J/\psi$  vaut environ 10%. Pour calculer le nombre de  $J/\psi$  produits dans un domaine cinématique donné il faut donc appliquer au nombre de  $J/\psi$  reconstruits une correction globale, dite d'acceptance×efficacité, qui prend en compte ces deux effets.

La Fig. III.23 présente la distribution des corrections d'acceptance×efficacité en fonction de la centralité de la collision pour les données du Run-4. Pour les événements périphériques, les corrections d'acceptance×efficacité sont voisines de 8 % pour le bras Sud et 7 % pour le bras Nord. L'inefficacité supplémentaire par rapport aux 10 % dus à l'acceptance seule est principalement due aux zones mortes dans le détecteurs, mais aussi, dans une façon moindre, à l'algorithme de reconstruction. Pour les événements plus centraux, l'efficacité diminue. Cet effet est uniquement dû à l'algorithme de reconstruction (car les zones mortes, tout comme l'acceptance, sont indépendantes de la centralité) qui est moins efficace quand la multiplicité dans le détecteur augmente. L'acceptance×efficacité est moins bonne pour le bras Nord à cause de la plus grande multiplicité engendrée par la présence d'un piston plus grand surtout pour les événements centraux, et également parce que l'acceptance est réduite dans le bras Nord qui possède plus de hautes tensions et de FEM morts.

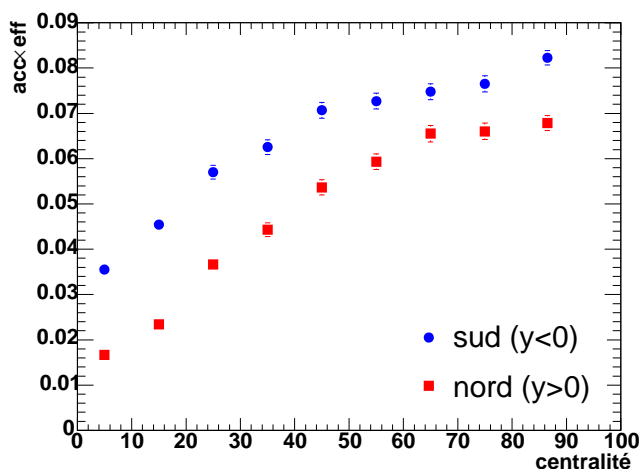


Fig. III.23 – Acceptance×efficacité en fonction de la centralité pour le bras Sud (cercles) et Nord (carrés) pour les données du Run-4.

Plusieurs études ont été réalisées afin d'améliorer l'efficacité de l'algorithme de reconstruction des bras muons avant la prise de données du Run-7. Dans le paragraphe III.3.1, l'étude réalisée s'intéresse à réduire la multiplicité de particules en réduisant l'acceptance de détection. Le paragraphe suivant III.3.2 porte sur le gain des détecteurs. Son influence sur l'efficacité de reconstruction est étudiée par des simulations. Le paragraphe III.3.3 est consacré à l'étude des paramètres de Mathieson utilisés pour l'ajustement des clusters qui sont réévalués de façon à avoir une meilleure correspondance entre les simulations et les données réelles. Enfin, le paragraphe III.3.4 présente plusieurs études sur l'ajustement des clusters.

### III.3.1 Désactivation d'anodes

#### III.3.1.1 Configurations

##### Simulations

Pour estimer l'influence de variations de l'occupation et de la multiplicité sur la reconstruction et comprendre l'efficacité de reconstruction, des simulations de  $J/\psi$  sont insérées dans du bruit de fond HIJING, à raison d'un  $J/\psi$  par évènement. Les couches d'anodes internes (le paragraphe II.6.4.3 décrit la disposition des anodes dans le MuTr) peuvent être désactivées une à une dans la simulation de la réponse du détecteur ce qui réduit l'acceptance de détection mais également la multiplicité et donc permettrait d'augmenter l'efficacité. Éteindre ces couches d'anode permettrait d'estimer si le gain en efficacité est plus important que la perte en acceptance. Si tel est le cas, la configuration optimale serait appliqué au détecteur. Le bruit de fond généré par HIJING ne reproduit pas le bruit de fond des données réelles<sup>(8)</sup>. Pour cette raison, des fichiers HIJING de même centralité (tranches de 10 %) sélectionnés par leur paramètre d'impact sont mélangés de façon à augmenter artificiellement la multiplicité du bruit de fond simulé. 10000 évènements de ce bruit de fond appelé « double HIJING » ont ainsi été simulés pour réaliser les études qui suivent.

Avant l'insertion dans les évènements HIJING, les  $J/\psi$  simulés ont été filtrés de façon à ne sélectionner que ceux dont les muons entrent dans l'acceptance des détecteurs (muons dits reconstituable). Les fichiers filtrés dans la configuration nominale sont reconstruits dans toutes les autres configurations soit seuls, soit mélangés avec le bruit de fond. Des données réelles ont aussi été utilisées pour comparer la multiplicité des évènements avec celles des simulations.

##### Acceptance

Trois modules de haute tension sont situés sur la première carte d'anode de la station 1. Le premier canal contrôle les deux fils les plus internes, le deuxième contrôle les quatre fils suivant et le troisième les 10 fils restant. Dans la configuration nominale de prise de données Au+Au, six pistes sont désactivées, ce qui correspond aux deux premières couches d'anodes et représente une variation pour l'acceptance de 2,5 % et pour l'angle minimal mesuré par rapport au faisceau de 10° à 11.5°.

Comme l'efficacité s'améliore dans un environnement moins peuplé en particules, différentes configurations d'acceptance sont testées. Le bras Nord étant celui où l'efficacité de reconstruction est la plus faible, les figures ne présenteront que ce bras ci. L'acceptance géométrique  $r_{st_0}$  à la station 0 est représentée sur la Fig. III.24a et le radiographe à cette station,  $y_{st_0}$  en fonction de  $x_{st_0}$  Fig. III.24b, pour trois configurations : 2 (configuration nominale), 3 et 4 couches d'anode désactivées. Sur la figure, des zones inactives apparaissent et sont liées à la prise en compte des propriétés du détecteur réel. Lorsque les trous ont une forme circulaire, ils correspondent à des anodes ou modules de haute tension désactivés (en raison d'un mauvais fonctionnement). Lorsque les trous sont radiaux, ils correspondent à l'inactivité d'une carte d'acquisition FEM.

<sup>(8)</sup> HIJING reproduit bien la multiplicité dans les bras centraux. Le problème viendrait plutôt de PISA qui simulerait mal les interactions dans l'absorbeur.

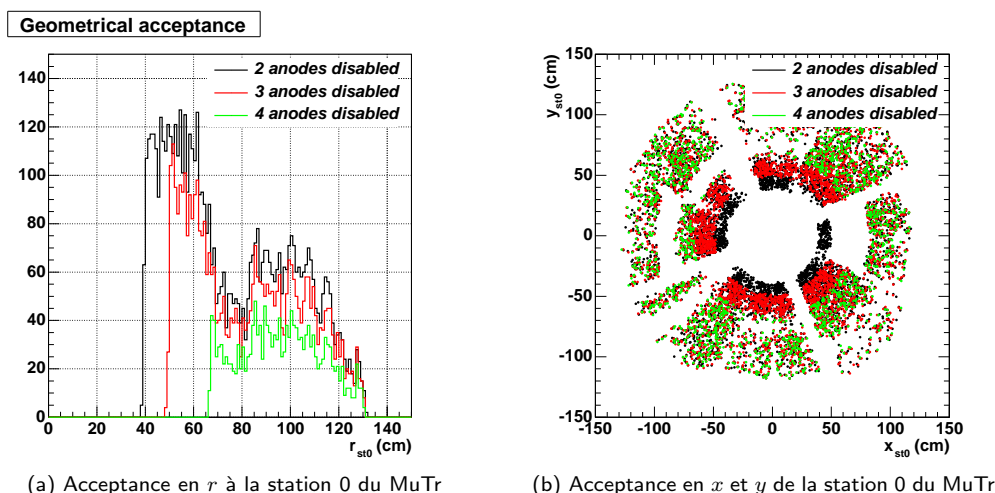


Fig. III.24 – Acceptance de détection de la station 0 pour trois configurations de désactivation de groupe d'anodes

### Occupation

L'occupation d'une piste est la fraction des événements pour lesquels celle-ci a été touchée. Plusieurs configurations de bruits de fond et d'acceptance sont testées pour estimer l'occupation :

- HIJING avec 2 couches d'anodes internes désactivées (acceptance nominale) ;
- double HIJING avec 2 couches d'anodes internes désactivées ;
- double HIJING avec 3 couches d'anodes désactivées ;
- double HIJING avec 4 couches d'anodes désactivées ;
- données réelles avec l'acceptance nominale.

La Fig. III.25a représente l'occupation des pistes du bras Nord pour chaque configuration et le Tab. III.2a résume les résultats. La valeur moyenne de l'occupation dans les données réelles est de 10,1 % et atteint des valeurs maximales de 19,7 %. Avec du bruit de fond HIJING, l'occupation n'est que de 3,1 % en moyenne. Elle atteint 5,8 % en moyenne avec du bruit de fond venant de simulations double HIJING, et 11,7 % au maximum. Le bruit de fond double HIJING reste donc significativement en dessous de celui des données réelles. Il y est cependant plus proche que le bruit de fond HIJING simple même si les profils des distributions en  $\phi$  entre le double HIJING et les données réelles sont différents. Désactiver les couches d'anodes internes permet de diminuer l'occupation.

Les événements à occupation maximale sont les plus intéressants car ils correspondent aux événements les plus difficilement reconstruits par l'algorithme. La Fig. III.25b présente l'occupation pour les événements 10 % plus centraux, et le Tab. III.2b résume les résultats. Pour ces événements, le bruit de fond de la configuration double HIJING s'approche encore d'avantage des données réelles. La diminution de l'occupation maximale entre la configuration nominale (2 couches désactivées) et la configuration où 3 couches sont désactivées est de  $\sim 30$  % ( $\sim 26$  %) toutes centralités confondues (pour les événements les 10 % plus centraux).

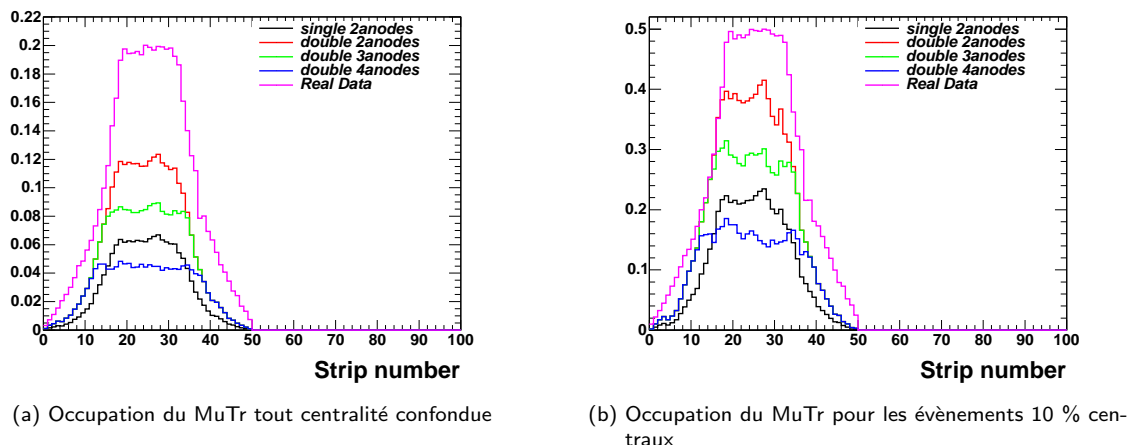


Fig. III.25 – Occupation des bras muons dans différentes configurations d’anodes désactivées

	moyenne	maximum
Données réelles, -2 couches d’anodes	10.1 %	19.7 %
HIJING, -2 couches d’anodes	3.1 %	6.3 %
double HIJING, -2 couches d’anodes	5.8 %	11.7 %
double HIJING, -3 couches d’anodes	4.7 %	8.5 %
double HIJING, -4 couches d’anodes	2.9 %	4.5 %

(a) Résumé de la moyenne et du maximum d’occupation dans le MuTr toutes centralités confondues

	moyenne	maximum
Données réelles, -2 couches d’anodes	26.14 %	49.29 %
HIJING, -2 couches d’anodes	10.54 %	21.51 %
double HIJING, -2 couches d’anodes	19.24 %	38.28 %
double HIJING, -3 couches d’anodes	15.97 %	28.15 %
double HIJING, -4 couches d’anodes	10.36 %	15.38 %

(b) Résumé de la moyenne et du maximum d’occupation dans le MuTr pour les événements centraux

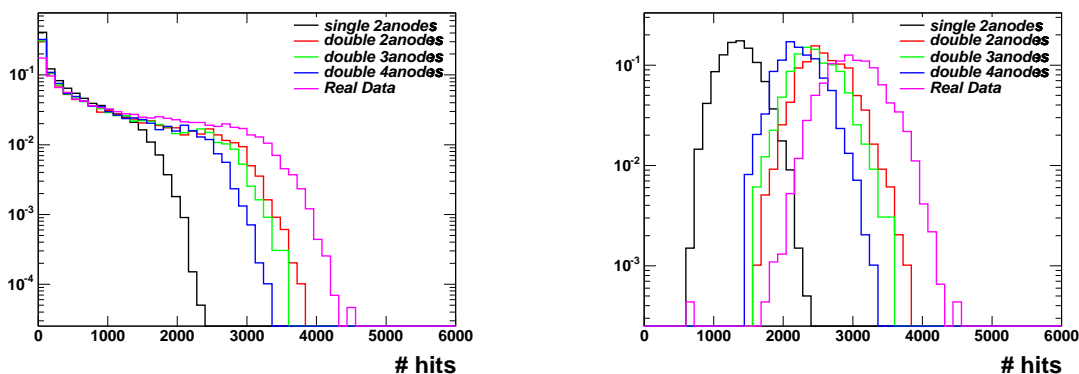
Tab. III.2 – Occupation des stations du MuTr

### Multiplicité

La multiplicité est le nombre de coups par événement dans le détecteur. La Fig. III.26a présentent la multiplicité dans le MuTr toutes centralité confondues, et la Fig. III.26b pour les événements 10 % centraux, pour chaque configuration en acceptance. Les valeurs moyennes et maximales sont résumées dans les Tab. III.3a et Tab. III.3b. La multiplicité obtenue avec du bruit de fond double HIJING est largement plus grande qu’avec HIJING simple, et s’approche de celle des données réelles en restant cependant en dessous. Plus le nombre de couches d’anodes désactivées est important, plus la multiplicité diminue. Pour les événements centraux, la multiplicité moyenne avec du double HIJING diminue de 14% entre la configuration à 2 couches d’anodes désactivées et celles à quatre couches d’anodes désactivées.

**Conclusion : est-il possible d’étudier l’influence de la multiplicité et de l’occupation du MuTr avec des simulations ?**

L’utilisation du double HIJING permet donc de mieux simuler l’occupation qu’avec HIJING



(a) Multiplicité dans le MuTr toutes centralités confondues (b) Multiplicité dans le MuTr pour les évènements 10 % centraux

Fig. III.26 – Multiplicité dans les bras muons pour différentes configurations d’anodes désactivées

	moyenne	maximum
Données réelles	1104.07	4300
HIJING, -2 couches d’anodes	399.87	2200
double HIJING, -2 couches d’anodes	771.19	3800
double HIJING, -3 couches d’anodes	726.82	3600
double HIJING, -4 couches d’anodes	657.29	3300

(a) Résumé de la moyenne et du maximum d’occupation dans le MuTr toutes centralités confondues

	moyenne
Données réelles	3011.14
HIJING, -2 couches d’anodes	1373.01
double HIJING, -2 couches d’anodes	2598.09
double HIJING, -3 couches d’anodes	2462.96
double HIJING, -4 couches d’anodes	2237.82

(b) Résumé de la moyenne et du maximum d’occupation dans le MuTr pour les évènements centraux

Tab. III.3 – Multiplicité du MuTr

simple et de se rapprocher d’une situation réelle. L’influence du nombre de couches d’anodes désactivées sur l’occupation et la multiplicité a été mise en évidence. L’étape suivante consiste à préciser l’effet d’un changement d’occupation et de multiplicité sur l’efficacité de reconstruction.

### III.3.1.2 Variation de l’efficacité

#### Extraction du signal

Le nombre de  $J/\psi$  reconstruits pour les diverses configurations étudiées est utilisé pour calculer l’efficacité. Par ailleurs, pour estimer l’efficacité en fonction de la centralité, dix intervalles de multiplicité répartissent les données de chaque configuration en centralités correspondant à un nombre d’évènements comparable.

La Fig. III.27 représente un spectre de masse avant soustraction pour des  $J/\psi$  insérés dans du double HIJING à gauche et insérés dans des données réelles à droite. Le nombre de  $J/\psi$  obtenus dans chaque intervalle de 10 % de centralité est estimé dans cette étude en utilisant

une méthode de soustraction des paires de même signe du spectre de masse des paires de signe opposé (voir discussion paragraphe V.1). Le signal soustrait est ajusté par une gaussienne. Les coupures d'analyse sont les coupures classiques (voir paragraphe IV.5.4) notamment : masse inférieure à 6 GeV, trajectoires profondes (voir paragraphe III.1.2.4) et  $DG0 < 15$ .

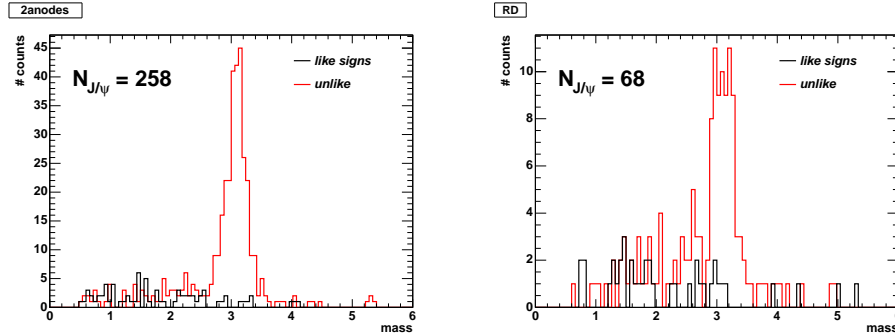


Fig. III.27 – Masse invariante des données simulées à gauche et réelles à droite

### Acceptance et efficacité relative

Le rapport d'acceptance×efficacité mesuré par rapport à la configuration nominale rend compte de la correction à apporter sur les mesures faites avec les détecteurs : c'est l'acceptance×efficacité relative. Elle est donnée par l'éq. (III.16) :

$$\text{acc} \times \text{eff} = \frac{N_{\text{Emb}}^{J/\psi}}{N_{\text{Sim\_nominal}}^{J/\psi}} \quad (\text{III.16})$$

$N_{\text{Emb}}^{J/\psi}$  est obtenu à partir de  $J/\psi$  insérés dans du bruit de fond filtré dans l'acceptance de chaque configuration.  $N_{\text{Sim\_nominal}}^{J/\psi}$  est estimé à partir de particules qui n'ont pas été mélangées au bruit de fond,  $N_{\text{Emb}}$  et mais qui sont filtrées dans l'acceptance de la configuration nominale. Les variations de  $\text{acc} \times \text{eff}$  indiquent le gain ou la perte d'efficacité de reconstruction du aux deux effets (dont la tendance est opposée) décrits en introduction de ce paragraphe (gain en efficacité éventuel du à la diminution de la multiplicité, et perte due à la diminution de l'acceptance).

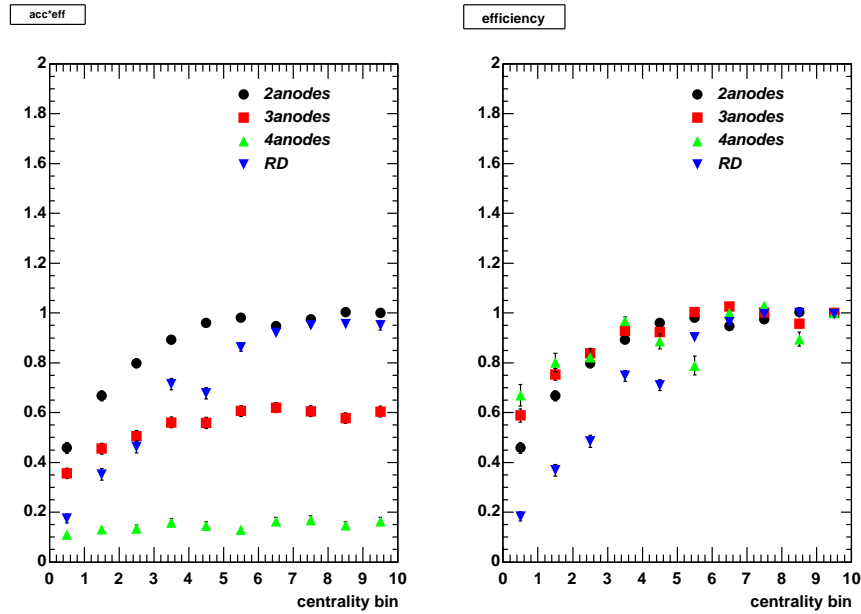
L'efficacité relative<sup>(9)</sup>,  $\text{eff}$ , est estimée par le rapport entre le nombre de  $J/\psi$  enchâssés,  $N_{\text{Emb}}$ , avec le nombre de  $J/\psi$  non mélangés aux données réelles,  $N_{\text{Sim}}$ , après reconstruction dans la même configuration en acceptance, comme le montre l'éq. (III.17). Cette efficacité relative ne dépend donc pas de l'acceptance à la différence de l'éq. (III.16) et ne reflète donc que le gain relatif de l'efficacité de reconstruction par rapport à la configuration nominale (2 couches d'anode désactivées). Cette efficacité indique le gain ou la perte d'efficacité de reconstruction lié à la baisse de multiplicité.

$$\text{eff} = \frac{N_{\text{Emb}}}{N_{\text{Sim}}} \quad (\text{III.17})$$

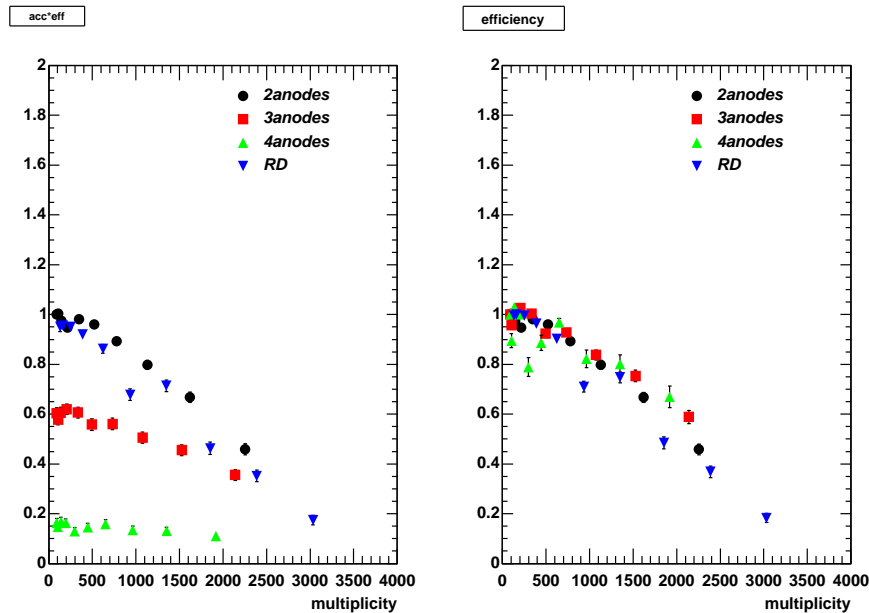
Les distributions d' $\text{acc} \times \text{eff}$  et l'efficacité en fonction de la centralité sont présentées Fig. III.28a respectivement à gauche et à droite. L'indice 0 correspond aux évènements centraux et l'indice 10 aux évènements périphériques. En dépit des fluctuations statistiques des configurations HIJING d'un intervalle à un autre, la perte d'acceptance (figure de gauche) entre

<sup>(9)</sup> Efficacité par rapport à une configuration donnée.

la désactivation de 2 et 3 couches d'anodes peut être estimée à 40 % pour les événements centraux. Le gain en efficacité relative (figure de droite) est de 20 % pour les événements les plus centraux, par rapport à la configuration nominale. La Fig. III.28b présente les mêmes distributions en fonction de la multiplicité. Dans la limite des barres d'erreurs, l'efficacité semble varier de façon identique avec la multiplicité, indépendamment du nombre de couches d'anodes désactivées. Connaître la multiplicité des collisions peut donc renseigner directement sur l'efficacité de reconstruction.



(a) Acceptance×efficacité (gauche) et efficacité (droite) en fonction de la centralité



(b) Acceptance×efficacité (gauche) et efficacité (droite) en fonction de la multiplicité

**Fig. III.28** – Effet de la désactivation de couches d'anodes sur l'acceptance et l'efficacité en fonction de la centralité (a) et de la multiplicité (b)

Les Fig. III.28a et Fig. III.28b ont toutes les deux été normalisées afin que leur point périphérique atteigne l'unité pour la configuration nominale. Ceci a eu pour effet de baisser les



points : le nombre de  $J/\psi$  reconstruits était surestimé ce qui traduit peut être un biais dans la méthode mais n'affecte pas les conclusions. Cet effet n'a pas pu être maîtrisé, mais la normalisation le prend en compte.

### III.3.1.3 Conclusion : faut-il désactiver des couches d'anode ?

Les simulations double HIJING n'ont pas assez de multiplicité pour reproduire les données réelles, mais s'en approchent. Il est possible qu'un travail sur HIJING en changeant le paramètre « A » correspondant au numéro atomique des noyaux, aide à augmenter la multiplicité de celui-ci. Essayer de mélanger HIJING trois fois pourrait également suffire à augmenter la multiplicité mais la distribution du bruit de fond engendré serait encore moins physique et réaliste.

En utilisant les simulations double HIJING pour mélanger les  $J/\psi$  seuls (non insérés dans du bruit de fond), la perte en acceptation est deux fois plus importante que le gain en efficacité en désactivant plus de couches d'anodes que la configuration actuelle. Les coups perdus en diminuant la surface de détection réduisent la multiplicité et donc diminuent les possibilités d'associer des trajectoires fantômes dans l'algorithme de reconstruction, mais suppriment surtout des particules réelles. Il n'est donc pas avantageux de désactiver plus de couches d'anode.

Pour s'assurer que même à plus haute multiplicité, le gain en efficacité n'est pas suffisant par rapport à la perte en acceptation, plusieurs jeux de données ont été enregistrés dans les différentes configurations au début de la prise de données du Run-7. Après insertion de  $J/\psi$  simulés dans ces données, et analyse de l'efficacité de reconstruction, la conclusion reste la même : la configuration nominale est la meilleure en terme d'acceptation et d'efficacité combinées. Cette configuration sera donc conservée pour la totalité de la prise de données du Run-7.

Remarque : La perte d'efficacité observées dans les collisions centrales en utilisant un bruit de fond double-hijing est suffisamment proche de celle mesurée dans des données réelles pour pouvoir évaluer l'impact des modifications apportées au code de reconstruction avec un tel bruit de fond simulé comme au paragraphe III.3.4.

### III.3.2 Paramètres de Landau

À haute multiplicité, la perte d'efficacité de l'algorithme de reconstruction pourrait être due au nombre trop important de clusters qui se chevauchent. Diminuer ce nombre revient à réduire la taille des clusters. Ceci peut être obtenu par exemple en diminuant le gain des détecteurs. Cette partie s'intéresse à l'impact sur l'efficacité du changement de la charge déposée sur les fils d'anodes. Pour varier cette charge, les paramètres de Landau<sup>(10)</sup> sont corrigés par un facteur multiplicatif variant entre 0,4 et 1,2. Deux effets sont attendus :

- Lorsque le gain est diminué, les particules qui déposeraient peu de charge dans le détecteur peuvent ne plus être détectées, ce qui impliquerait une perte d'efficacité.
- En revanche, le fait qu'une plus petite fraction des clusters se chevauchent devrait permettre d'améliorer la qualité de leur ajustement.

---

<sup>(10)</sup> Ce sont eux qui contrôlent le gain des détecteurs dans les simulations, voir paragraphe III.1.3.1.

Dans cette section, il s'agit de vérifier si le gain actuel, nommé dans l'étude « gain nominal » peut être optimisé pour augmenter l'efficacité de reconstruction.

### III.3.2.1 Taille des clusters

La Fig. III.29 montre l'effet résultant de la variation des paramètres de Landau sur des événements simulés double HIJING. À gauche, la distribution de la taille des clusters<sup>(11)</sup> pour chaque configuration confirme l'hypothèse que plus les paramètres de Landau sont petits, plus le nombre de clusters de taille trois diminue et le nombre de clusters de taille deux augmente. La valeur de la charge moyenne déposée dans les clusters diminue lorsque le gain se réduit (figure de droite). L'occupation diminue également avec la valeur des paramètres de Landau comme observé sur la Fig. III.30. La différence reste cependant modeste de sorte que peu de coups sont perdus en modifiant les paramètres de Landau.

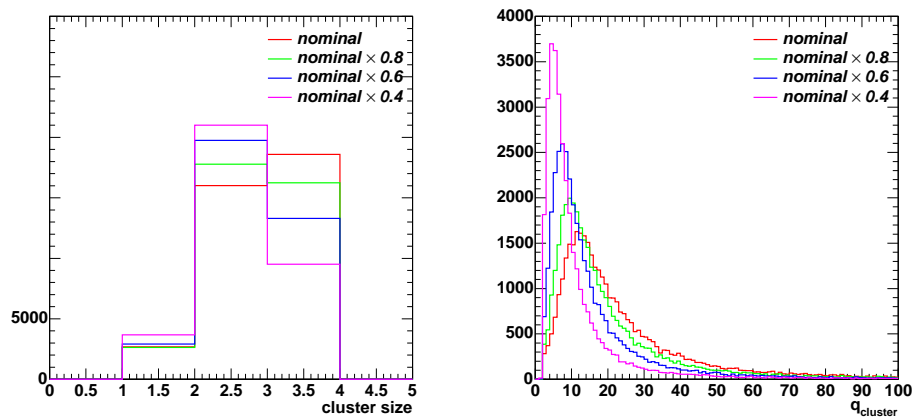


Fig. III.29 – À gauche : taille des clusters simulés pour chaque configuration de Landau. À droite : charge moyenne déposée dans les clusters.

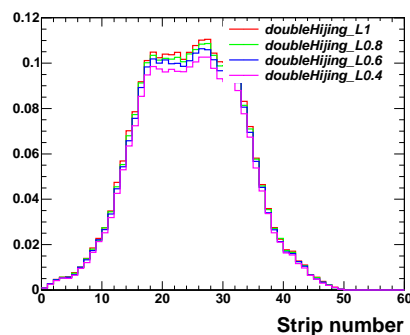


Fig. III.30 – Occupation pour différentes valeurs des paramètres de Landau

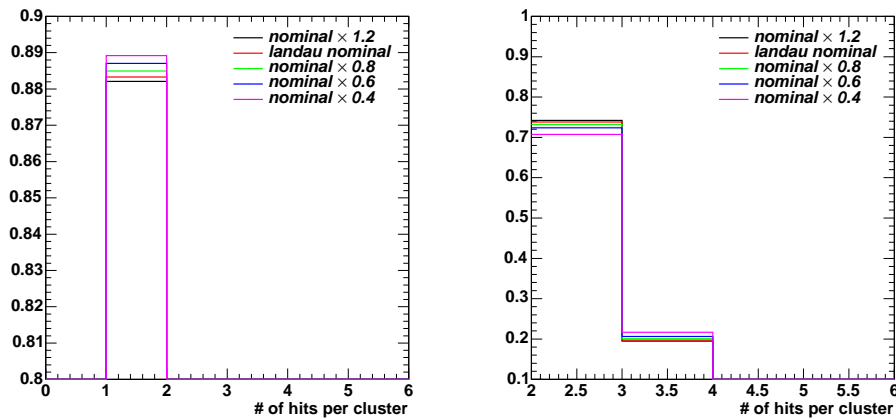
### III.3.2.2 Nombre de coordonnées

Diminuer les paramètres de Landau peut faire disparaître des coups qui auraient été détectés avec des paramètres de Landau plus grands. La Fig. III.31 montre le nombre de coups Monte

<sup>(11)</sup> Pour les simulations, les clusters sont de taille 1, 2 ou 3.

Carlo contribuant à un cluster, en utilisant des  $J/\psi$  simulés insérés dans du double HIJING, pour chacune des cinq configurations. La figure de gauche représente la fraction des clusters auxquels ne contribue qu'un seul coup MC pour différentes configurations des paramètres de Landau. Celle de droite représente la fraction des clusters pour lesquels 2, ou 3 coups MC contribuent pour les mêmes configurations. Ce deuxième jeu de distributions est normalisé au nombre total de clusters pour lesquels au moins 2 coups MC contribuent.

Plus les paramètres de Landau sont petits, plus le nombre de cluster ne comportant qu'un seul coup MC est important. Inversement, plus les paramètres de Landau sont grands, moins il y a de clusters (relativement) correspondant à un seul coup MC. Le comportement est moins clair pour les clusters de taille 2 et 3 car les différences sont faibles. Quand les paramètres de Landau diminuent, le nombre moyen de trajectoires contribuant à un cluster diminue, comme attendu, ce qui devrait d'une part rendre le cluster plus simple à ajuster, mais constitue d'autre part une perte d'information et donc de résolution, notamment pour les clusters de taille 1 (c'est à dire ne comportant qu'une seule piste).



**Fig. III.31** – Nombre de coup simulés qui contribuent à un cluster de taille un à gauche et de taille deux et trois à droite

Les coordonnées correspondent à la position des coups reconstruits. Lorsque l'efficacité de reconstruction est bonne, le nombre de coordonnées reconstruites par cluster correspond au nombre de coups MC qui y contribuent. Si le nombre de coordonnées est plus petit que le nombre de coups MC, alors certains coups n'ont pas été reconstruits et l'efficacité est détériorée. Plus les paramètres de Landau sont diminués, moins il devrait y avoir de clusters auxquels plusieurs coups MC contribuent et le nombre de coordonnées devrait être encore plus petit.

La Fig. III.32 représente la différence entre le nombre de coordonnées et le nombre de coups MC par cluster, pour les cinq configurations de paramètres de Landau. La figure de droite est un zoom de la figure de gauche et ne comporte que les clusters pour lesquels cette différence est nulle. Le nombre de coordonnées reconstruites correspond pratiquement au nombre de coups MC, et n'est jamais supérieur. Lorsque les paramètres de Landau sont diminués, un plus grand nombre de clusters donne lieu à un nombre de coordonnées plus petit que le nombre de coups MC à l'origine de ceux-ci, ce qui implique une diminution de l'efficacité d'identification des coordonnées lorsque les paramètres de Landau sont diminués. L'ajustement ne pourra donc pas s'améliorer en diminuant les paramètres de Landau car celui-ci bénéficiera de moins d'informations. En revanche, augmenter les paramètres de Landau pourrait peut-être rajouter plus d'information car le nombre de coordonnées par rapport au nombre de

coup MC augmente. Ainsi, même si la taille des clusters augmente avec les paramètres de Landau, peut-être que ce rajout d'information sera suffisant pour augmenter l'efficacité de reconstruction. Cependant, cette possibilité reste limitée car la différence entre le nombre de coordonnées et le nombre de coups est petite.

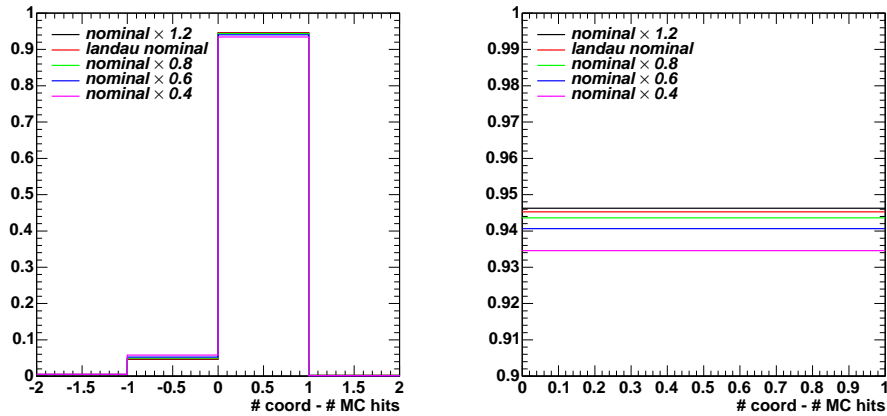


Fig. III.32 – Comparaison entre le nombre de coups et de coordonnées simulées à gauche et en agrandissement à droite.

### III.3.2.3 Acceptance×efficacité

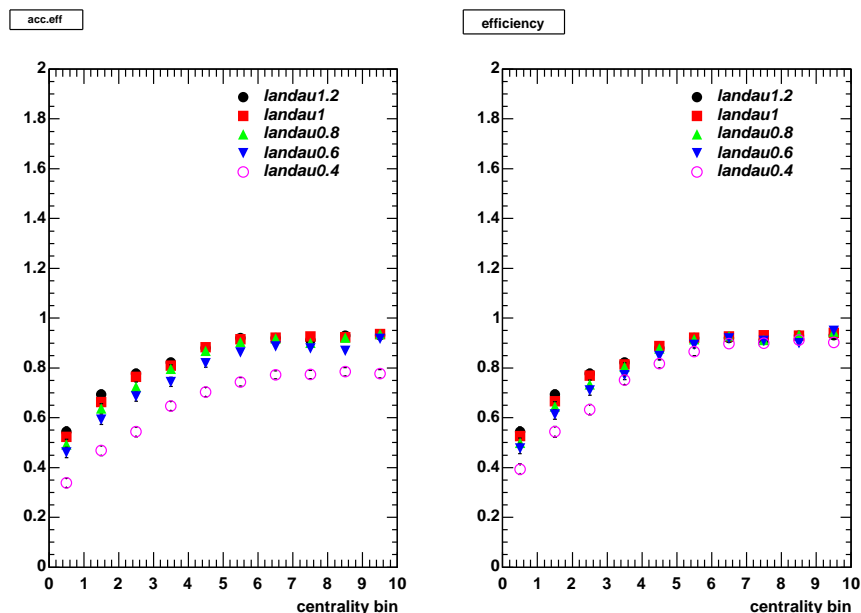
Les paragraphes précédents ont éclairci l'influence d'une variation des paramètres de Landau sur la répartition de la taille des clusters, ainsi que sur la quantité d'information disponible pour l'ajustement des trajectoires (nombre de coordonnées par rapport au nombre de coups MC).

L'impact attendu sur l'acceptance×efficacité relative correspond à :

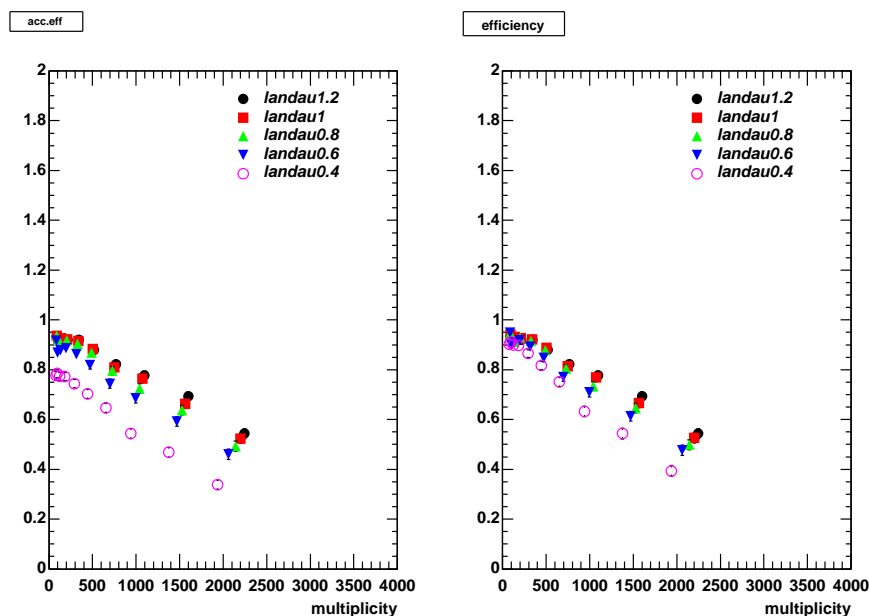
- une diminution pour les évènements périphériques ;
- une augmentation pour les évènements centraux à cause de la diminution du nombre de clusters se chevauchant.

Les Fig. III.33a et Fig. III.33b de gauche montrent l'acceptance×efficacité relative pour chaque configuration de Landau en fonction de la centralité (a), et de la multiplicité (b). Les distributions simulées insérées dans des données réelles pour chaque configuration sont normalisées à celles des simulations de  $J/\psi$  seuls (sans insertion dans du bruit de fond double HIJING), avec les paramètres de Landau nominaux (c'est à dire sans facteur multiplicatif). Seules les distributions avec les paramètres de Landau les plus petits diffèrent significativement des autres.

Les Fig. III.33a et Fig. III.33b de droite montrent l'efficacité relative (c'est à dire normalisée à l'efficacité obtenue avec la même configuration mais sans insertion dans du bruit de fond double HIJING) pour chaque configuration de Landau en fonction de (a) la centralité et de (b) la multiplicité. À centralité données, l'efficacité augmente très légèrement lorsque les paramètres de Landau augmentent, ce qui est l'effet inverse de celui attendu plus haut. Pour la configuration ( $\times 0,4$ ), l'efficacité diminue de 10 % dans les évènements centraux par rapport aux évènements périphériques.



(a) Acceptance×efficacité (gauche) et efficacité (droite) en fonction de la centralité pour les différents paramètres de Landau.



(b) Acceptance×efficacité (gauche) et efficacité (droite) en fonction de la multiplicité pour les différents paramètres de Landau.

**Fig. III.33** – Effet des paramètres de Landau sur l'acceptance×efficacité (gauche) et l'efficacité (droite) en fonction de la centralité (a) et de la la multiplicité (b)

### III.3.2.4 Conclusion : faut-il modifier les paramètres de Landau ?

Diminuer les paramètres de Landau augmente le nombre de clusters de petite taille ce qui devrait réduire l'efficacité car de l'information est perdue. La perte d'efficacité liée à la réduction de la taille des clusters est plus grande pour les événements centraux que périphériques. Comme moins de clusters se chevauchent, une amélioration de l'efficacité de reconstruction pour les événements centraux devrait être visible. Cependant la perte d'efficacité liée à la perte d'information lorsque les clusters sont plus petits reste dominante. Le mauvais ajuste-

ment des clusters n'est pas dû au chevauchement de ceux-ci, mais semble être lié à un manque d'informations utiles à l'ajustement. Augmenter le gain des paramètres de Landau permet d'augmenter un peu l'efficacité de reconstruction dans les événements les plus centraux mais pas de façon suffisamment significative pour justifier une augmentation du gain des détecteurs, qui se traduirait, en période de prise de données, par une plus grande instabilité des hautes tensions.

### III.3.3 Paramètres de Mathieson

Les paramètres de Mathieson contrôlent comment la charge totale vue par le détecteur lors du passage d'une particule se répartit sur les pistes situées au voisinage de cette particule pour former un cluster. Ils sont définis par paires :

- cc : couplage capacitif entre deux pistes (des plans de cathode) adjacentes ;
- ac : couplage capacitif entre les fils d'anode et les pistes des plans de cathode.

Les paramètres de Mathieson sont utilisés à la reconstruction de données réelles pour ajuster les clusters et obtenir la charge totale et la position du centroïde. Ils influencent notamment la distribution de la différence entre la coordonnée du pic du cluster (c'est à dire le milieu de la piste possédant la charge la plus grande) et la position de la coordonnée donnée par l'ajustement ( $\Delta w = w_{\text{pic}} - w_{\text{fit}}$ ). Pour le jeu de paramètres de Mathieson représentant au mieux les propriétés du détecteur, cette distribution doit être la plus plate possible, de largeur égale à la distance entre deux pistes consécutives.

Pour les données simulées, les paramètres de Mathieson sont utilisés à la fois pour distribuer la charge déposée dans le détecteur lors du passage d'une particule sur les pistes constituant un cluster, et également pour l'ajustement de ces clusters (comme dans le cas des données réelles). Ils influencent donc directement la taille (c'est à dire le nombre de pistes) des clusters simulés. En revanche, dans la mesure où le même jeu de paramètres est utilisé pour simuler le cluster et l'ajuster lors de la reconstruction de celui-ci, la valeur de ces paramètres ne devrait pas influencer la distribution de  $\Delta w$ . Celle-ci devrait donc, comme pour les données réelles, être plate.

Compte tenu de ces considérations, plusieurs critères peuvent être utilisés pour trouver le jeu de paramètres de Mathieson optimum :

1. Un critère basé sur les données réelles uniquement consiste à choisir le jeu pour lequel la distribution de  $\Delta w$  est la plus plate possible. Ce critère est celui utilisé jusqu'à présent. Le désavantage principal de cette méthode est la mauvaise prise en compte des clusters de taille 1 (pour lesquels  $\Delta_w = 0$ , par construction).
2. Un critère basé sur les simulations consiste à choisir le jeu pour lequel la distribution de la taille des clusters simulés correspond au mieux à celle observée dans les données réelles. Le désavantage de cette méthode est qu'elle ne distingue pas les coups générés par le passage de particules et les coups dus au bruit, qui peuvent pourtant biaiser la comparaison.

#### III.3.3.1 Taille des clusters

La Fig. III.35a compare la distribution de la taille des clusters pour les données simulées (lignes continues vertes) et les données réelles (lignes en pointillés bleus) obtenues avec le jeu

de paramètres de Mathieson utilisé jusqu'à présent et basé sur la méthode 1 ci-dessus. Cette figure démontre que la taille des clusters des données MC ne concorde pas avec celle des données réelles. Or il est important de réussir à reproduire la taille des clusters des données réelles avec les simulations. Cela permettrait que les études sur l'occupation soient réalistes, car la connaissance de la résolution en serait meilleure, et les études sur les paramètres de Landau deviendraient pertinentes.

L'objectif de l'optimisation des paramètres de Mathieson présentée dans ce paragraphe consiste à trouver les paramètres pour lesquels les distributions de la taille des clusters pour les données MC correspondent au mieux aux distributions des données réelles. Pour ce faire, l'optimisation est réalisée de la façon suivante :

- Les distributions des  $J/\psi$  simulés sont reconstruits pour une grille de valeurs de couplage capacitif : (cc, ac) entre 0,05 et 0,5 avec des pas de 0,05.
- Pour chaque paire de paramètres de Mathieson, les tailles des clusters simulés et des données réelles (p+p) sont comparées.

La Fig. III.34 représente l'histogramme en deux dimensions du  $\chi^2$  calculé de la façon suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{(e^{MC} - e^{RD})^2}{e^{MC}(1 - e^{MC})/N_{tot}^{MC} + e^{RD}(1 - e^{RD})/N_{tot}^{RD}} \quad (III.18)$$

avec  $e^i = \frac{N^i}{N_{tot}^i}$  le rapport entre le nombre de clusters de taille  $i$  et le nombre total de clusters,  $RD$  ce qui concerne les données réelles, et  $MC$  les données simulées. Le  $\chi^2$  le plus petit (foncé) indique la meilleure compatibilité entre les simulations et les données réelles.

Cette grille de  $\chi^2$  permet de trouver le jeu de paramètre de Mathieson pour lesquels les simulations reflètent au mieux la taille des clusters des données réelles. Les résultats obtenus sont résumés dans le Tab. III.4b.

bras	chambre	cc	ac
0	0	0.40	0.43
0	1	0.25	0.39
0	2	0.45	0.43
1	0	0.45	0.37
1	1	0.30	0.33
1	2	0.40	0.43

(a) Paramètres de Mathieson initiaux

bras	chambre	cc	ac
0	0	0.35	0.25
0	1	0.35	0.25
0	2	0.4	0.3
1	0	0.4	0.2
1	1	0.35	0.25
1	2	0.45	0.35

(b) Meilleur jeu de paramètres de Mathieson trouvé pour optimiser la correspondance entre la taille des clusters MC et RD

Tab. III.4 – Paramètres de Mathieson optimisés sur la taille des clusters

Ce nouveau jeu de paramètres de Mathieson entraîne une amélioration conséquente de la correspondance entre la taille des clusters MC (lignes continues vertes) et données réelles (lignes en pointillés bleus) comme le montre la Fig. III.35b par rapport à la Fig. III.35a utilisant les anciens paramètres de Mathieson.

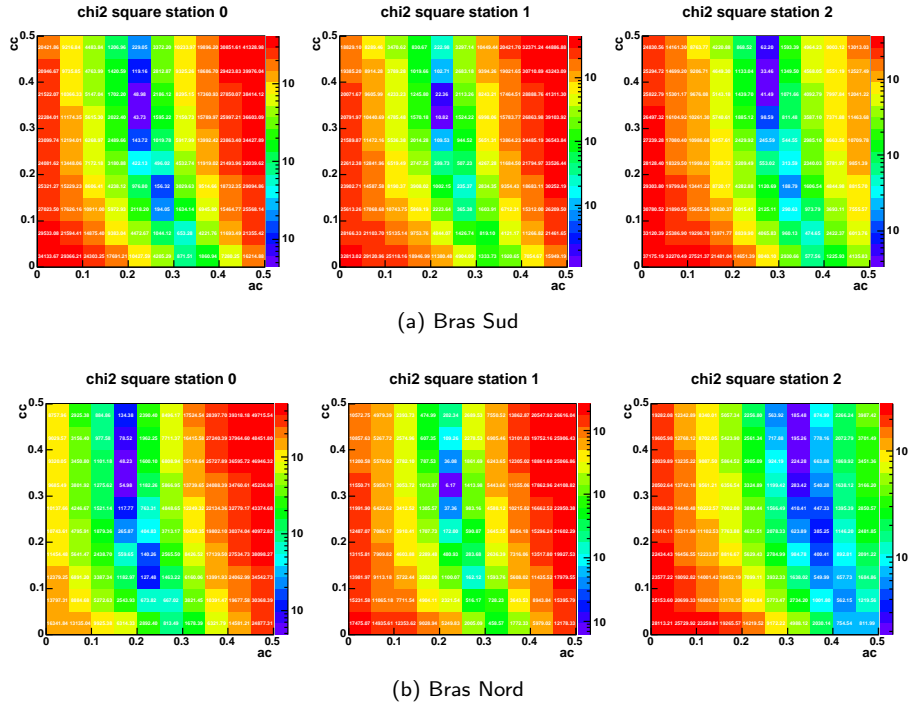


Fig. III.34 –  $\chi^2$  de la meilleure correspondance des distributions MC et réelles pour la taille des clusters.

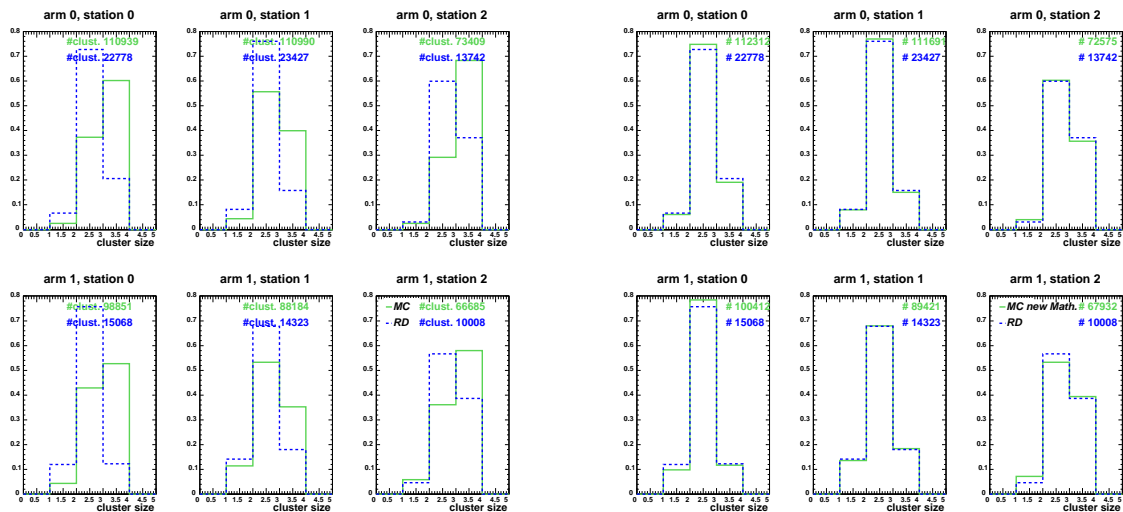


Fig. III.35 – Comparaison de la distribution de la taille des clusters avec les paramètres initiaux et optimisés pour que cette distribution des données réelles soit bien reproduite par les simulations.

### III.3.3.2 Distribution $\Delta w$

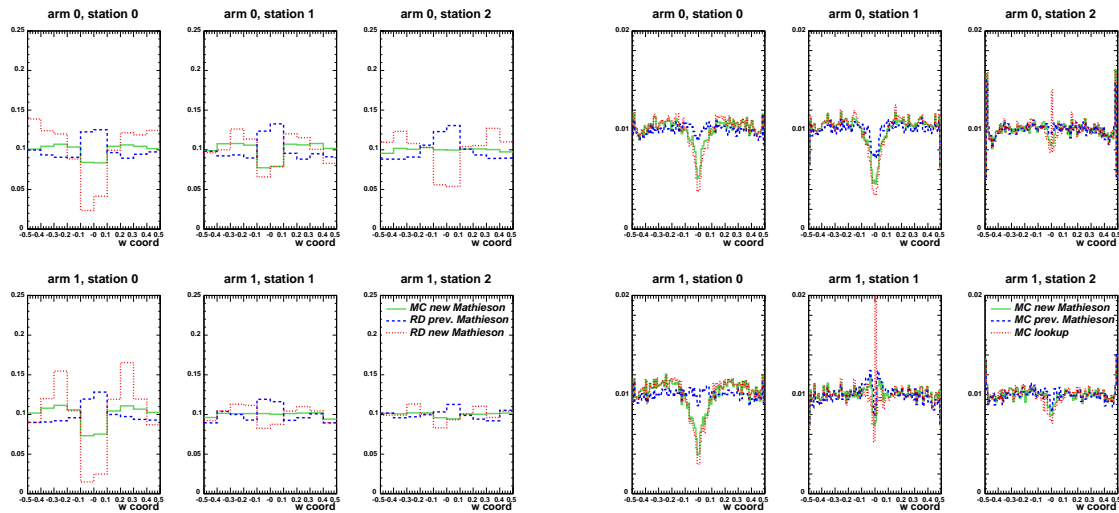
Les paramètres trouvés lors de l'optimisation pour faire correspondre les distributions des tailles des clusters sont très différents des paramètres nominaux comme le résume le Tab. III.4a. Ceci suggère qu'il est difficile de reproduire les tailles des clusters tout en conservant une distribution de  $\Delta w$  plate.

La Fig. III.36a montre la distribution  $\Delta w$  pour les simulations (pointillés rapprochés verts)



et les données réelles (points rouges) avec les nouveaux paramètres de Mathieson optimisés sur la taille des clusters, et pour les données réelles avec les précédents paramètres de Mathieson (pointillés espacés bleus). Moins de statistique est disponible pour la distribution des données réelles avec les nouveaux paramètres de Mathieson (-7,8 %) ce qui traduit une perte significative d'efficacité due à l'utilisation de ceux-ci. Les paramètres de Mathieson ont changé la forme de la distribution de  $\Delta w$  des données réelles. La distribution n'est pas parfaitement plate avec les paramètres nominaux à cause d'un trou formé par les clusters de taille 1. Les nouveaux paramètres de Mathieson rendent la déformation encore plus grande et les distributions simulées et réelles n'ont pas la même forme.

Des modifications de l'ajustement et de la chaîne de simulation des détecteurs ont été réalisées pour comprendre pourquoi les distributions simulées de  $\Delta w$  ne sont pas plates. La Fig. III.36b montre la distribution MC en utilisant une table de correspondance (points rapprochés rouges) au lieu d'un ajustement (pointillés verts) (voir paragraphe pour des explications détaillées sur l'utilisation de la table de correspondance III.1.2.2), comparé à la distribution MC en utilisant les anciens paramètres de Mathieson (pointillés espacés bleus). Ces distributions montrent que le creux observé est une propriété des paramètres de Mathieson et non de la méthode (table de correspondance ou ajustement) utilisée pour obtenir la position de la coordonnée correspondant au cluster.



(a) Distribution  $\Delta w$  avec les paramètres de Mathieson optimisée sur les distributions de la taille des cluster

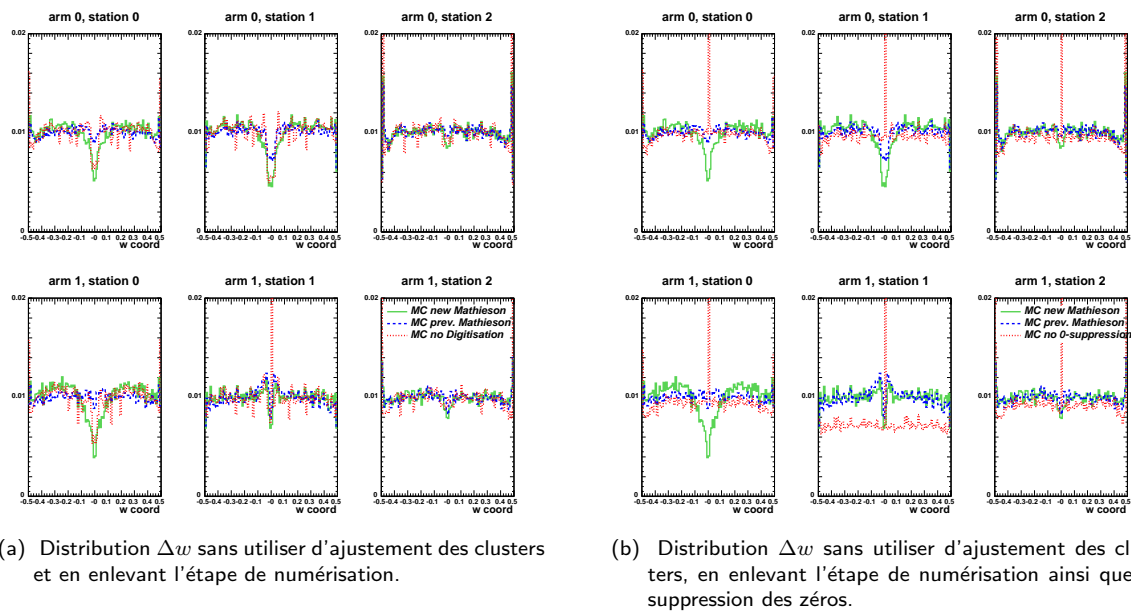
(b) Distribution  $\Delta w$  avec les paramètres de Mathieson optimisée sur les distributions de la taille des cluster, en utilisant la table des correspondance au lieu d'un ajustement des clusters pour les clusters de taille 3

**Fig. III.36** – Comparaison de la distribution  $\Delta w$  avec les paramètres de Mathieson optimisés sur les distributions de la taille des clusters avec et sans ajustement des clusters.

La Fig. III.37a montre les distribution  $\Delta w$  pour les données simulées sans le bruit additionnel (points rapprochés rouge) qui est ajouté normalement dans la chaîne de simulation pour reproduire la résolution des détecteurs (paragraphe III.1.3.2). La numérisation y est également enlevée en plus du bruit et seule la table de correspondance est utilisée. Cette distribution est comparée à la distribution MC utilisant les paramètres de Mathieson optimisés sur la taille des clusters (pointillés rapprochés verts) et à la distribution MC utilisant les anciens paramètres de Mathieson optimisés sur  $\Delta w$  (pointillés espacés bleus). Enlever le bruit additionnel semble réduire le creux sans pour autant le faire disparaître. Si maintenant la suppression des zéros est également retirée (points rapprochés rouges de la Fig. III.37b), la distribution

obtenue devient plate (en dehors de  $\delta\Delta w = 0$ ). Il semblerait donc que l'action de la suppression des zéros ne permet plus à l'ajustement de Mathieson de reproduire correctement la distribution de la charge.

Une période de prise de données sans suppression des zéros a été enregistrée pendant le Run-7. Elle devrait permettre de regarder les distributions de  $\Delta w$  pour des données réelles dans des conditions similaires où la distribution de  $\Delta w$  est plate. Cependant, la mise en oeuvre des modifications du code de reconstruction nécessaires à l'analyse de ces données n'a pas pu être réalisée avant la fin de la prise de donnée du Run-7. Cette analyse servira donc aux futures prises de données.



**Fig. III.37** – Comparaison de la distribution  $\Delta w$  avec les paramètres de Mathieson optimisés sur les distributions de la taille des clusters sans ajustement des clusters ni numérisation avec le cas où la suppression des zéros n'est pas réalisée non plus.

### III.3.3.3 Distribution de la charge

#### Optimisation des paramètres de Mathieson sur les distributions en charge

Ce paragraphe cherche à optimiser  $\Delta w$  tout en s'assurant que les distributions de la taille des clusters des simulations correspondent à celles des données réelles.

Pour l'instant, deux jeux de paramètres de Mathieson ont été optimisés de la manière suivante :

1. Optimisation sur des données réelles afin que les distributions  $\Delta w$  ( $w_{\text{fit}} - w_{\text{pic}}$ ) soient plates, pour les clusters de taille supérieure à un. Ces paramètres sont sensés donner la meilleure résolution de l'ajustement des clusters. Dans les données p+p, environ 10 % des clusters sont de taille 1 et sont centrés sur la piste. Ainsi, un creux de 10 % est attendu en  $\Delta w = 0$  pour les clusters de taille supérieure à 1.
2. Optimisation pour que les distributions de la taille des clusters soient compatibles entre les simulations et les données réelles (ce qui n'est pas le cas des autres paramètres).

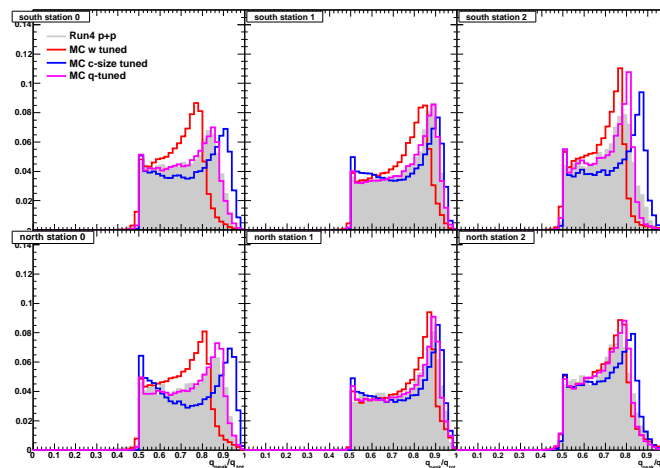
Trouver un jeu de paramètres de Mathieson qui permettrait une distribution plate en  $\Delta w$  et

une bonne correspondance entre les distributions de taille des clusters semble impossible. La solution adoptée pour obtenir le meilleurs compromis entre ces deux approches a consisté à comparer les distributions de  $\mathbf{q}_{pic}/\mathbf{q}_{total}$  obtenues dans les données réelles à celles obtenues avec le MC. Une telle approche devrait être moins sensible au bruit (à l’opposé d’une méthode basée sur la taille des clusters) et aux calibrations (puisque le rapport de deux charges est utilisé). D’autres part, cette méthode devrait mieux combiner les informations sur la taille des clusters et la platitude de la distribution en  $\Delta w$ <sup>(12)</sup>.

La procédure à suivre pour trouver et valider ce dernier jeu de paramètres de Mathieson est la suivante :

1. Trouver le jeu de paramètres qui rend les distributions  $\mathbf{q}_{pic}/\mathbf{q}_{total}$  compatibles entre le MC et les données réelles.
2. Comparer les distributions  $\Delta w$  à celles obtenues avec les autres jeux de paramètres de Mathieson.
3. Comparer les distributions des tailles de clusters entre le MC et les données réelles
4. Comparer les résidus dans les détecteurs pour les données réelles pour tous les jeux de paramètres de Mathieson.

La Fig. III.38 présente les distributions  $\mathbf{q}_{pic}/\mathbf{q}_{total}$  pour le bras Sud en haut et Nord en bas pour les clusters de taille supérieure à 1<sup>(13)</sup>. Les distributions ont été obtenues pour les simulations (courbes) de différentes optimisations des paramètres de Mathieson<sup>(14)</sup> et les données réelles (gris plein). Les courbes en rose correspondent aux paramètres de Mathieson qui rendent les distributions simulées les plus compatibles avec celles des données réelles. Les courbes correspondant aux paramètres de Mathieson optimisés à l’aide de la taille des clusters (en bleu) s’élignent un peu plus des courbes correspondant aux données réelles, et celles correspondant aux paramètres optimisés à l’aide de  $\Delta w$  (en rouge) s’en éloignent encore d’avantage.

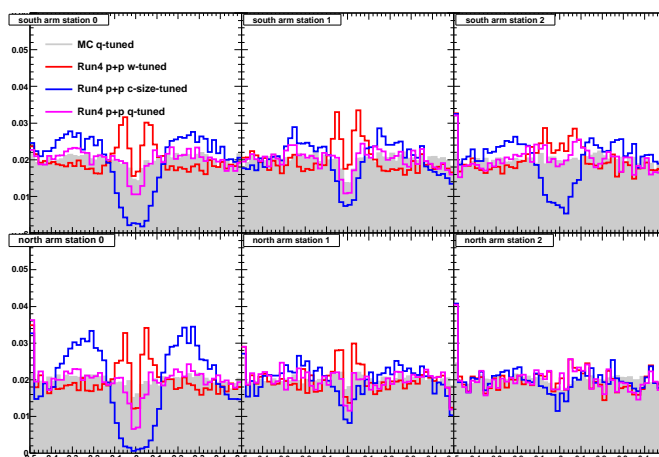


**Fig. III.38** – Distribution du rapport entre la charge du pic et la charge totale pour les données réelles (gris plein) et les configurations de paramètres de Mathieson (courbes)

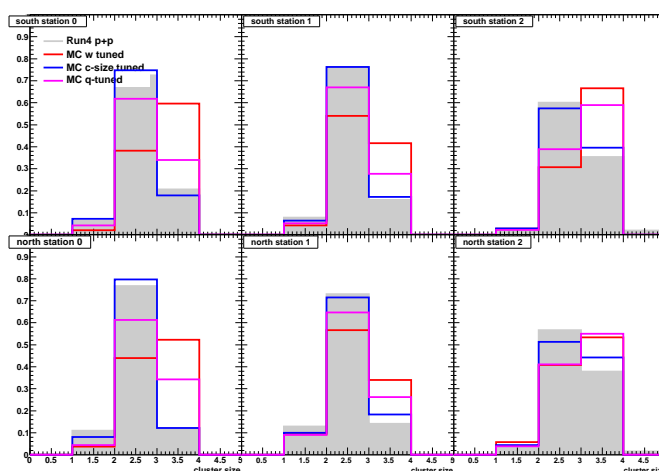
Les Fig. III.39 et Fig. III.40 comparent les distributions en  $\Delta w$  et des tailles de clusters res-

<sup>(12)</sup> Si la fonction de Mathieson est la bonne fonction à utiliser pour ajuster les clusters.  
<sup>(13)</sup> Pour les clusters de taille 1,  $\mathbf{q}_{pic} = \mathbf{q}_{total}$ .  
<sup>(14)</sup> Les courbes des simulations utilisant les paramètres de Mathieson optimisés sur  $\delta w$  (rouge) ou la taille des clusters (bleu) sont identiques à celles des paragraphes précédents.

pectivement pour les différentes configurations de paramètres de Mathieson. Les paramètres de Mathieson obtenus avec les différentes méthodes d'optimisation sont résumés dans le Tab. III.5.



**Fig. III.39** – Distributions  $\Delta w$  pour toutes les configurations de paramètres de Mathieson (courbes) comparées à celles des données réelles (gris plein)



**Fig. III.40** – Distributions des tailles des clusters pour toutes les configurations de paramètres de Mathieson (courbes) comparées à celles des données réelles (gris plein)

optimisation	$\Delta w$	taille clusters	charge
Sud station 1	0.40, 0.43	0.35, 0.25	0.43, 0.31
Sud station 2	0.25, 0.39	0.35, 0.25	0.27, 0.31
Sud station 3	0.45, 0.43	0.40, 0.30	0.45, 0.37
Nord station 1	0.45, 0.37	0.40, 0.20	0.39, 0.29
Nord station 2	0.30, 0.33	0.35, 0.25	0.31, 0.29
Nord station 3	0.40, 0.43	0.45, 0.35	0.41, 0.41

**Tab. III.5** – La première colonne représente les paramètres de Mathieson obtenus lorsque l'optimisation cherche à rendre les distributions  $\Delta w$  plates. La deuxième colonne donne les valeurs des paramètres lorsque les distributions des tailles de cluster sont optimisées. La dernière colonne correspond à une optimisation des distributions des rapports charge du pic sur charge totale.

Le jeu de paramètres optimisé sur le rapport  $q_{pic}/q_{total}$  n'est pas sensé rendre la distribution en  $\Delta w$  plate car les contributions des clusters de taille un, qui sont bien prises en compte, créent un creux en  $\Delta w = 0$ . Ils permettent de reproduire relativement bien les distributions  $\Delta w$  des données réelles. La distribution des tailles de cluster utilisant les paramètres de Mathieson optimisés sur le rapport des charges est plus proche des données réelles que lorsque les paramètres utilisés sont eux optimisés sur les distributions  $\Delta w$ . C'est donc le meilleur compromis entre une distribution plate en  $\Delta w$  et des distributions des tailles de clusters compatibles entre les simulations et les données réelles. Les Fig. III.41a et Fig. III.41b montrent comment une coupure sur la charge modifie la distribution de la taille des clusters, ceci de façon différente pour les simulations et les données réelles. Les charges supérieurs à 20 fC sont sélectionnés pour les distributions Fig. III.41a, et celles supérieurs à 10 fC pour les distributions Fig. III.41b. Les lignes pleines vertes correspondent aux simulations, et les lignes en pointillés bleus, les données réelles. Si les clusters correspondant à de petites charges ne sont pas inclus (Fig. III.41a), les distributions des tailles des clusters sont davantage compatibles entre les simulations et les données réelles. Ainsi, les petites charges créent plus de différence entre les simulations et les données réelles sur les distributions des tailles des clusters. L'allure de la distribution de la charge n'est pas la même pour les données simulées et réelles. Au premier ordre, la charge  $q$  d'un cluster est la somme des charges des pistes qui le constituent  $\sum q_i$ , avec  $i$  l'indice de la piste dans le cluster. Ceci suggère que qu'un problème peut exister avec la façon dont les petites charges sont traitées.

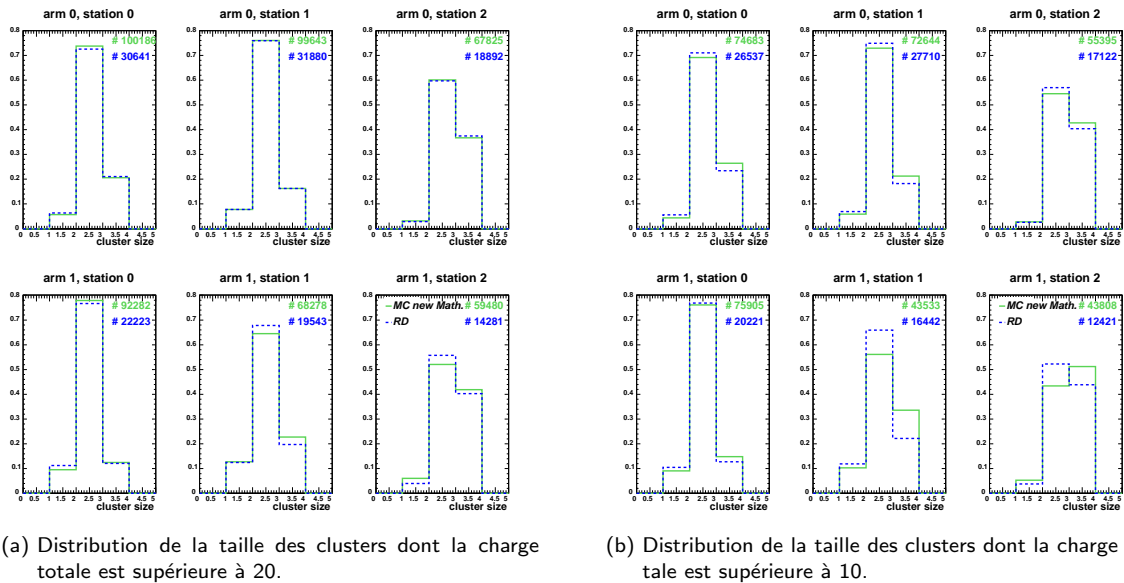


Fig. III.41 – Comparaison des distribution de la taille des clusters pour deux coupures sur la charge totale.

Pour valider les paramètres optimisé sur les distributions en charge, les résidus observés dans les détecteurs pour les données réelles doivent être inférieurs ou égaux à ceux obtenus avec le jeu de paramètre actuel (optimisé à l'aide des distributions de  $\Delta w$ ). Les résidus observés dans les détecteurs pour les données réelles doivent être inférieurs ou égaux à ceux obtenus avec le jeu de paramètres actuel (optimisé à l'aide des distributions de  $\Delta w$ ). L'écart type (RMS) de la distribution des résidus mesurés sur les données du Run-5 p+p (corrigées par les corrections d'alignement de Millepede) est présentée Fig. III.42 par cathode (haut) et par octant (bas) pour les paramètres de Mathieson optimisés sur la distribution en  $\Delta w$  en noir et pour les paramètres optimisés sur les distributions en charge en rouge. L'amélioration est systématique avec le deuxième jeu de paramètres de Mathieson.

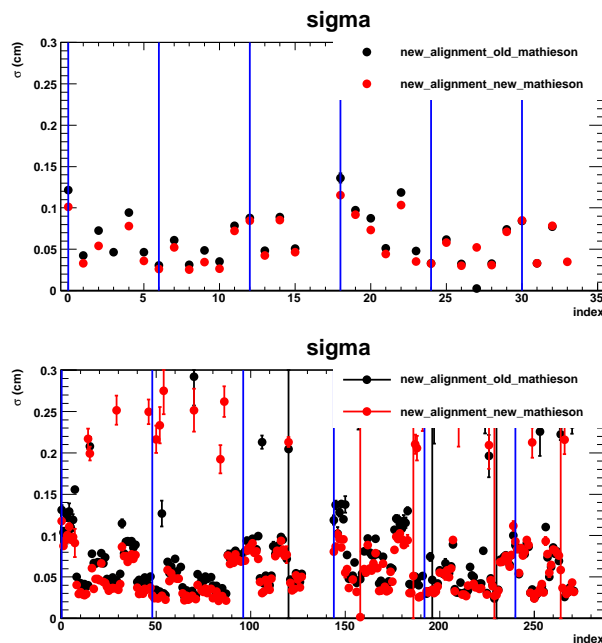


Fig. III.42 – RMS des résidus dans chaque cathode (haut) et octant (bas) avec les paramètres de Mathieson optimisés sur la charge

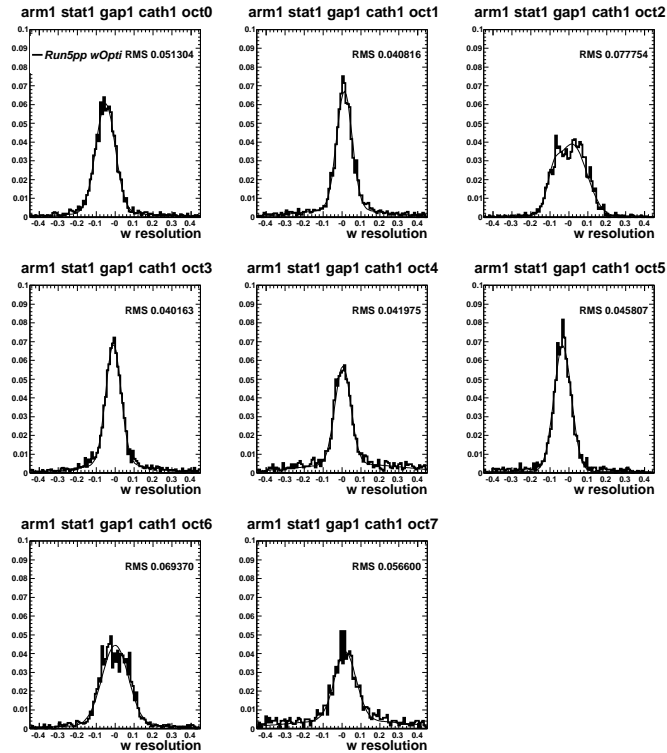
### Résolution des cathodes

La maîtrise de la résolution des cathodes est importante dans la reconstruction des trajectoire car elle se répercute directement sur la qualité de la détermination de l'impulsion. Cette résolution, intrinsèque au détecteur, est prise en compte au cours de la procédure de l'ajustement des clusters pour calculer l'erreur sur la position de celui-ci. Pour cette raison, il faut que cette résolution reflète au mieux la réalité pour que l'erreur sur la position des clusters soit correcte.

La résolution intrinsèque d'une cathode peut être estimée à l'aide de l'écart type de la distribution des résidus dans cette cathode. La résolution utilisée est calculée en effectuant la moyenne de la résolution sur tous les octants constitutifs d'une cathode donnée. Ici, pour obtenir la nouvelle valeur avec les nouveaux paramètres de Mathieson, les écarts types des distributions des résidus trop affectés par des désalignements ne sont pas pris en compte dans la moyenne. Les résidus sont ajustés à l'aide d'une fonction constituée de la somme de deux gaussiennes. L'écart type de la gaussienne la plus étroite est utilisé. La deuxième gaussienne permet de prendre en compte la queue des distributions constituée, notamment, de clusters pour lesquels l'ajustement a échoué. Le biais estimé sur la mesure des résidus dans les cathodes stéréos  $(0.5/(\sqrt{12} \times \tan(\text{angle\_cathode\_piste})))^2$  est enlevé quadratiquement aux écarts types.

La Fig. III.43 montre la distribution des résidus dans la cathode 0 de la deuxième chambre de la station 1 du bras Nord. Quelques distributions (par exemple pour l'octant 4 ou l'octant 7) ont des queues plus grandes et ne sont pas prises en compte dans la moyenne sur tous les octants de la cathode concernée car ceci pourrait indiquer des changements dans la distributions en  $\Delta w$ . Les octants 2 et 6 ne sont pas inclus non plus.

L'écart type de toutes les distributions des résidus des cathodes avec les différentes configurations de paramètres de Mathieson a été calculé et comparé aux valeurs existantes dans le



**Fig. III.43** – Distribution des résidus dans la cathode 1 de la chambre 1 de la station 1 du bras Nord avec les paramètres de Mathieson optimisés sur la charge.

code<sup>(15)</sup> (voir annexe B). Les observations sont les suivantes :

- L'écart type des distributions des cathodes stéréos est toujours surestimé de  $200 \mu\text{m}$  avec cette étude.
- L'écart type de la configuration optimisée sur les distributions  $\Delta w$  est presque toujours plus grand que les valeurs actuelles (obtenues avec les paramètres de Mathieson optimisés à l'aide de  $\Delta_w$ ). Celle de la configuration optimisée sur la taille des clusters ne donne pas des écarts types plus grands que celles optimisées sur  $\Delta w$  malgré la distribution en  $\Delta w$  plus dégradée dans la station 0.
- La configuration optimisée sur la charge a toujours une résolution de  $100 \mu\text{m}$  meilleure que celle optimisée sur  $\Delta w$ .
- La dernière station semble avoir des désalignements plus grands ce qui dégrade d'avantage les résidus par rapport aux autres stations. Peut-être existe-t-il un biais venant de l'interpolation ou de l'extrapolation par rapport à la place du détecteur dans l'ajustement de la trajectoire.

Une façon alternative de mesurer la résolution intrinsèque des chambres consisterait à s'intéresser aux résidus obtenus à l'aide des segments de trajectoire dans une station donnée au lieu des trajectoires complètes. Cela permet notamment de s'affranchir des désalignements éventuels d'une station à l'autre. Cependant, les segments de trajectoire contiennent moins d'information que les trajectoires complètes. Cette étude n'a pas pu être menée avant la reconstruction des données du Run-7.

<sup>(15)</sup> Valeurs calculées au Run-2.

### III.3.3.4 Conclusion : modification des paramètres de Mathieson

Les paramètres de Mathieson optimisés sur les distributions en  $\Delta w$  ne permettent pas de réaliser des études pertinentes sur l'occupation car les distributions des tailles des clusters simulées et réelles ne concordent pas. En revanche, optimiser les paramètres de Mathieson de façon à faire coïncider les distributions de taille de clusters déforme les distributions en  $\Delta w$  ce qui se traduit notamment par une détérioration de la résolution, ainsi qu'une perte d'efficacité. La distribution de la charge et plus précisément du rapport  $\mathbf{q}_{\text{pic}}/\mathbf{q}_{\text{total}}$  semble être la plus appropriée pour optimiser les paramètres de Mathieson. Ces derniers paramètres de Mathieson ont été utilisés pour la reconstruction des données du Run-7. L'accord entre les données simulées et réelles n'est pas parfait, mais meilleur que dans les autres configurations. Il permettra d'avoir d'avantage confiance dans les coupures basées sur les simulations (voir paragraphe IV.5.4).

### III.3.4 Modification de l'ajustement des clusters

L'efficacité de reconstruction peut également être affectée par la précision sur les coups dans les détecteurs, et donc la qualité de l'ajustement des clusters. Cette hypothèse est étudiée avec des  $J/\psi$  simulés insérés dans des événements double HIJING. L'information parfaite des coordonnées des clusters Monte Carlo est élargie artificiellement de  $300 \mu\text{m}$  pour les cathodes non stéréos et de  $400 \mu\text{m}$  pour les cathodes stéréos afin de simuler la résolution des détecteurs réels.

La Fig. III.44 présente l'efficacité en fonction de la centralité (gauche) et de la multiplicité (droite). L'efficacité est estimée pour trois ajustements des clusters :

1. En utilisant la position des coups réels, c'est à dire des coups obtenus par l'algorithme d'ajustement des clusters décrit dans le paragraphe III.1.2.2 rendant compte de la résolution des détecteurs (ronds noirs). Cette configuration s'approche de ce qui est obtenu pour les données réelles.
2. En utilisant la position des coups simulés, c'est à dire des coups qui utilisent une position exacte (carrés rouges). Cette configuration correspond à un ajustement des clusters idéal, et à une connaissance exacte de leur position.
3. En remplaçant l'erreur sur l'ajustement des clusters par une erreur représentant la différence entre la position obtenue par l'ajustement des coups réels et la position exacte des coups simulés (triangles verts). Cette configuration permet d'évaluer l'amélioration de l'efficacité de reconstruction (et notamment l'ajustement des trajectoires) si l'incertitude sur la position du cluster (obtenue par l'ajustement des clusters) était parfaitement évaluée. Cette erreur est prise en compte lors de l'ajustement Kalman.

L'efficacité diminue dans les événements centraux mais de façon plus modérée lorsque les informations des coups MC exacts sont utilisées. Elle est également meilleure lorsque l'erreur reflète la différence entre la position obtenue par l'ajustement sur les données réelles et la vraie position des coups MC. Ceci confirme qu'une mauvaise estimation de l'erreur sur la position du cluster détériore un peu l'ajustement dans les événements les plus centraux.

La Fig. III.45 présente l'efficacité lorsque les  $J/\psi$  simulés sont insérés dans les données réelles du Run-4, donc à plus grande multiplicité par événement que lors de l'exemple précédant avec du double HIJING. Comme attendu, l'efficacité en utilisant les données réelles est moins bonne pour les événements centraux que lors de l'étude avec le double HIJING. L'efficacité augmente de 25 % lorsque l'erreur représente la différence entre la position des coups exacts



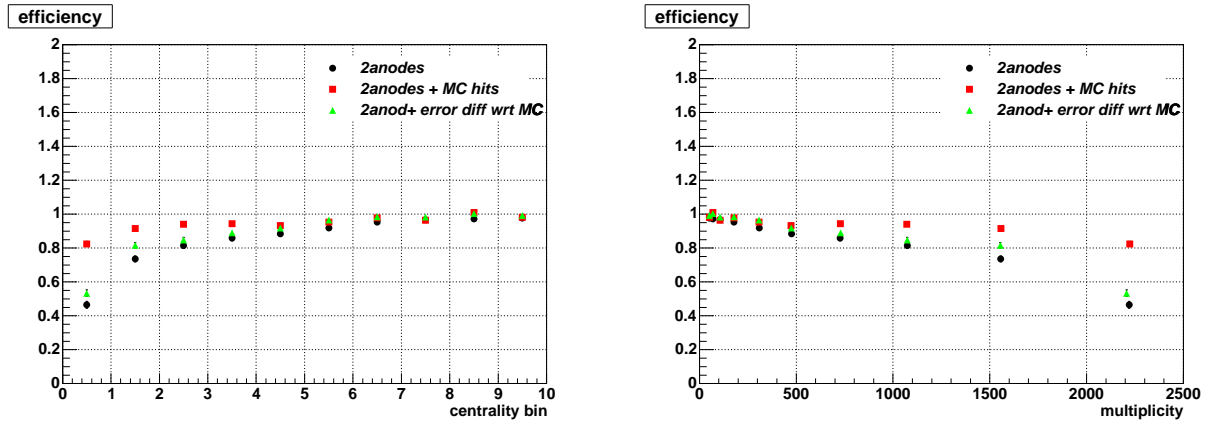


Fig. III.44 – Efficacité simulée en fonction de la centralité (gauche) et de la multiplicité (droite)

MC et ceux résultant de l'ajustement. Comme pour la Fig. III.44, ceci indique que l'erreur affectée à l'ajustement des clusters n'est pas estimée correctement dans tous les cas et qu'améliorer cette estimation permettrait d'augmenter l'efficacité de reconstruction.

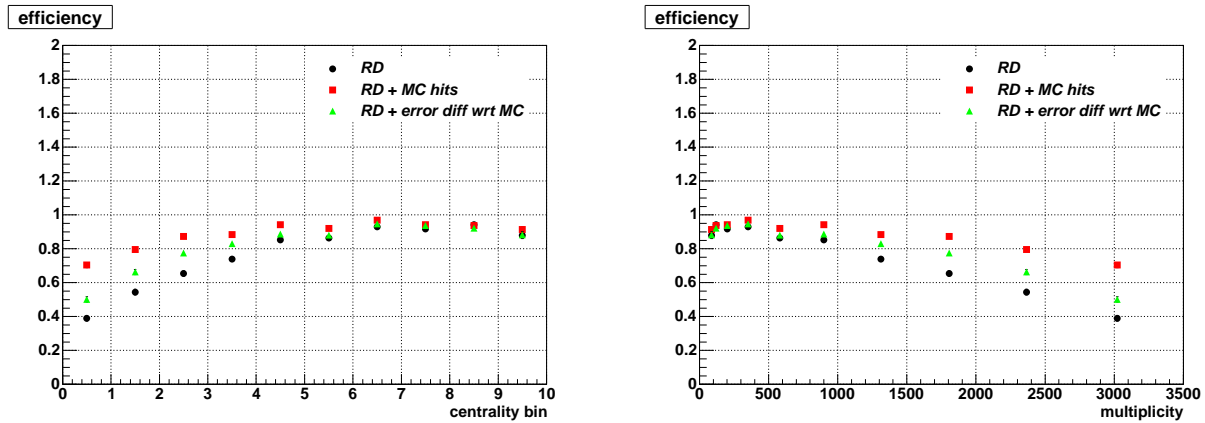


Fig. III.45 – Efficacité des  $J/\psi$  simulés insérés dans des données réelles en fonction de la centralité (gauche) et de la multiplicité (droite)

### III.3.4.1 Erreur affectée à la charge

L'erreur affectée à la charge est utilisée dans la procédure d'ajustement des clusters. Elle peut influencer l'efficacité de reconstruction car elle affecte directement l'erreur assignée à la position de la coordonnée correspondante.

Afin de comprendre ce qui diffère dans les distributions de charge, la distribution des écarts types (RMS) de l'erreur sur les charges en fonction de la charge est étudiée. L'erreur sur la charge est calculée selon l'équation :

$$\text{RMS} = \sqrt{(rms_{calib}/gain_{calib})^2 + qsamples\_rms^2} \quad (\text{III.19})$$

avec  $qsamples\_rms$ , l'écart type des échantillons (voir paragraphe III.1.2.2) utilisés pour estimer la charge d'un coup.

La dispersion des erreurs sur la charge a plusieurs contributions :

1. Une contribution des calibrations qui varie d'une piste à un autre. Cette contribution est la même entre les données simulées et réelles.

2. Une contribution due aux variations de la charge déposée (et donc à l'amplitude des signaux correspondants) et au temps de dérive des électrons dans le détecteur. Plus le signal est de grande amplitude, plus les mesures des échantillons sont éloignées les unes des autres. À priori cet effet ne devrait pas introduire de dispersions supplémentaires, sauf à cause du temps de dérive. En effet, à cause de ce temps de dérive, le temps des échantillons ne correspond pas toujours au même endroit sur la forme du signal : si la particule est proche d'une piste, le signal arrive tôt par rapport aux temps de l'échantillon et si elle est loin, le signal arrive tard (voir Fig. II.15). Cette contribution devrait être la même entre les données simulées et les données réelles.
3. Une contribution du bruit intrinsèque non corrélé entre les échantillons. Cette contribution pourrait être présente dans les données réelles mais ne serait pas prise en compte dans les données simulées.

La troisième contribution pourrait expliquer la différence entre le MC et les données réelles car la grande dispersion n'est pas prise en compte dans l'écart type des échantillons. La dispersion de l'erreur d'une charge est grande pour les données réelles. La Fig. III.46a montre l'écart type des échantillons en fonction de la valeur moyenne de la charge totale, ainsi que le profil de l'histogramme en deux dimensions ajusté linéairement pour  $q > 3$  avec une pente de 0,011 pour les données réelles. La Fig. III.46b montre la même distribution pour les simulations et la pente de l'ajustement du profil de la distribution est de 0,003. Les pics visible sur le profil des histogrammes en deux dimensions correspondent à la numérisation des ADC.

La figure Fig. III.47a compare les profils (ainsi que l'ajustement linéaire correspondant) obtenus pour les données réelles (en bleu) avec celles obtenues pour les simulations (en rouge) lorsque la valeur moyenne du profil des distributions précédentes sont utilisées. La pente obtenue pour les simulations est quatre fois plus petite que celle des données réelles. Le bruit additionnel introduit dans la simulation n'est pas représenté dans les erreurs MC de cette figure. Comme ce bruit est indépendant de la charge, une fois cette contribution ajoutée, il est possible que l'erreur résultante surestime (ou sous-estime) l'erreur réelle pour les petites (ou les grandes) charges. Si tel est le cas, le bruit additionnel doit être ajouté aux erreurs MC.

Une autre possibilité pour rendre compte de la distribution des erreurs des pics des clusters consiste à s'intéresser à la position du maximum de la distribution des erreurs pour une charge donnée, c'est à dire à l'erreur la plus probable en fonction de la charge. La Fig. III.47b montre l'ajustement obtenue pour les données réelles (en bleu) et les simulations (en rouge) lorsque l'erreur utilisée est la plus probable. Les pentes des deux ajustements sont d'avantage compatibles contrairement au cas où la valeur moyenne était considéré comme erreur : 0,0038 pour les données réelles et 0,0025 pour les données MC.

#### III.3.4.2 Conclusions : quels changements apporter à l'estimation de l'erreur sur les charges ?

L'algorithme de reconstruction utilise pour l'instant l'erreur sur les charges correspondant à l'écart type entre les échantillons. Ajouter un bruit qui fluctuerait d'un échantillon à l'autre dans la chaîne de simulations, comme la dispersion de l'écart type, au lieu d'un bruit commun indépendant, pourrait aider à réduire la différence entre la distribution des erreurs des simulations et celle des données réelles.

Changer la façon dont l'erreur est évaluée, en utilisant par exemple l'écart type de la distribution de la dispersion de l'erreur sur la charge (voir Fig. III.46a) serait peut-être encore

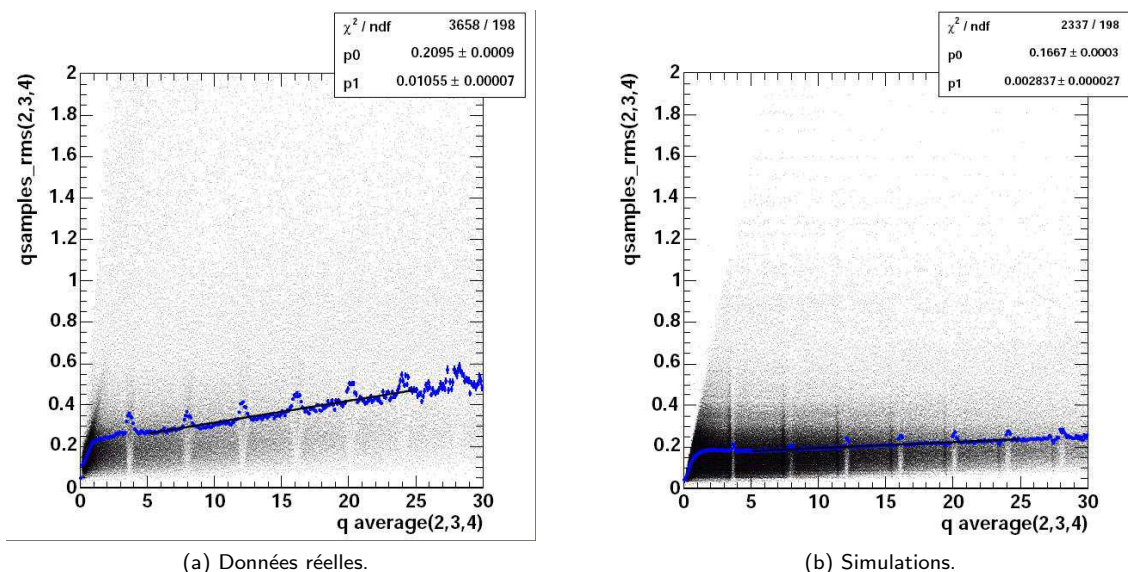


Fig. III.46 – Distributions des écarts types des trois échantillons utilisés pour calculer la charge totale en fonction de la valeur moyenne de la charge totale.

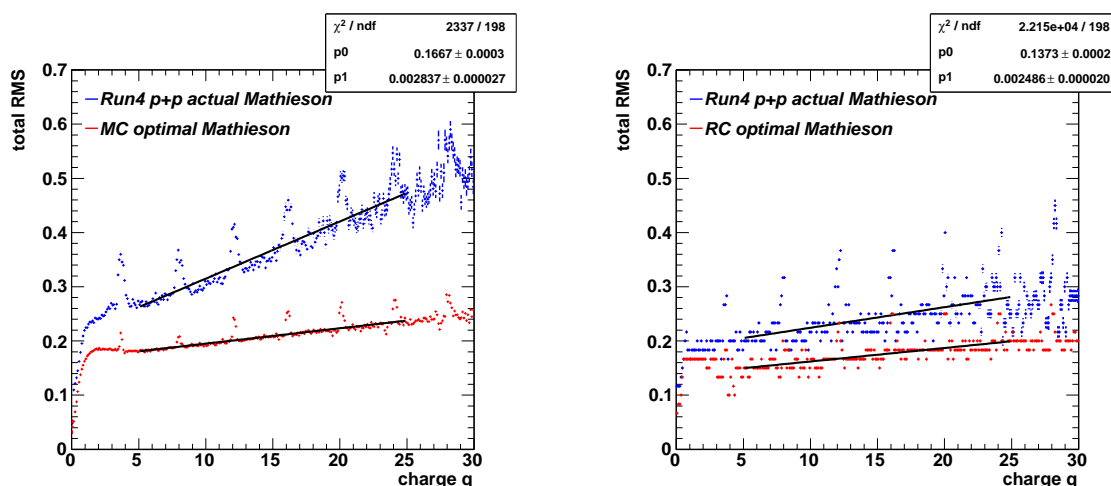


Fig. III.47 – Distributions des écarts types des trois échantillons utilisés pour calculer la charge totale en fonction de la valeur moyenne de la charge totale.

plus approprié.

Par ailleurs, les dernières figures ont montré qu’il est également possible d’utiliser le maximum de la distribution (valeur de la probabilité maximale) comme erreur plutôt que la valeur moyenne.

Enfin, il se peut que la non correspondance entre l’erreur sur la charge des données simulées et celle des données réelles résulte d’un biais sur la charge totale générée par la suppression des zéros. En effet, la suppression des zéros (voir paragraphe III.1.2.1) sert à supprimer le bruit des détecteurs à partir d’une valeur seuil venant des calibrations. Si cette limite est trop élevée, cela rejeterait une trop grande proportion des petites charges de certaines pistes, ce qui pourrait biaiser la charge totale. Pour tester cette hypothèse, des données réelles sans

suppression des zéros ont été collectée pendant la prise de donnée du Run-7. Leur analyse n'a pas été possible avant l'analyse des données du Run-7 car cela nécessite des modifications du code de reconstruction.



# IV

## Prise de données 2007

« La science ? Après tout, qu'est-elle, sinon une longue et systématique curiosité ? »  
André Maurois, La Terre promise

À RHIC, la majorité du temps de faisceau de l'année 2007 a été consacrée aux collisions Au+Au avec pour objectif d'enregistrer suffisamment de collisions pour augmenter de façon conséquente la statistique par rapport à celle de 2004. Pour PHENIX, augmenter la statistique des mesures en Au+Au a plusieurs conséquences. D'une part, les mesures sur le  $J/\psi$  gagnent en précision. Plus de statistique permet d'améliorer la qualité de la correspondance entre les simulations et les données réelles ce qui réduit certaines incertitudes. Ceci permet également de mieux comprendre la forme du signal du  $J/\psi$  et les incertitudes systématiques correspondantes peuvent être réduites. D'autre part, les mesures du taux de production du  $J/\psi$  et du facteur de modification nucléaire,  $R_{AA}$ , peuvent être effectuées à plus grand  $p_T$  ouvrant la possibilité de contraindre d'avantage les modèles. Enfin, une première mesure du flot elliptique du  $J/\psi$  peut être réalisée car la mesure du plan de réaction (obtenue grâce au nouveau RxnP) est environ deux fois plus précise que celle du Run-4. La Fig. IV.1 montre le nombre de données collectées en 2007 par rapport aux années précédentes. Plus de 600 Tb ont été enregistrées par PHENIX en 2007.

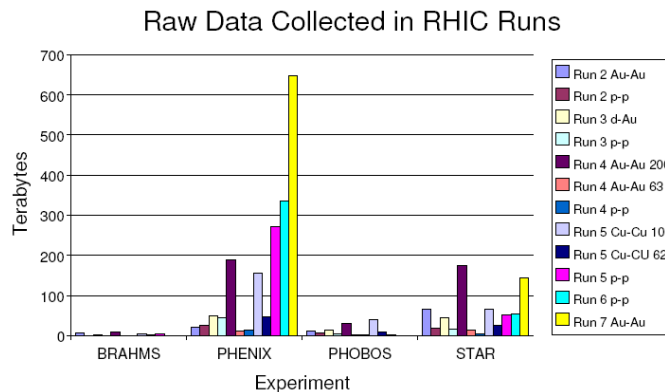


Fig. IV.1 – Données brutes collectées par chaque expérience de RHIC chaque année.

La prise de donnée Au+Au à 200 GeV par paire de nucléon-nucléon dans le centre de masse a débuté fin mars 2007 et s'est achevée début juin. Le détail de l'enregistrement des données est décrit au paragraphe IV.1. Les caractéristiques du système de déclenchement sont expliquées au paragraphe IV.3. Un jeu de données brutes, dit de biais minimum, a été analysé à BNL, et un jeu filtré à l'aide d'un algorithme rapide dit « filtre de niveau 2 » (par opposition aux systèmes de déclenchement dits « de niveau 1 ») a été transféré dans le centre de calcul de Lyon (CCF) pour y être reconstruit (paragraphe IV.4). Les critères de qualité pour détecter et rejeter les périodes pendant lesquelles le comportement du détecteur est incorrect ainsi que la sélection des événements pour l'analyse sont détaillés dans le paragraphe IV.5.

## IV.1 Chaîne électronique globale de prise de données

La façon dont les données brutes provenant du MuTr et du MuID sont enregistrées et numérisées a été décrite dans le paragraphe II.6.4. Ce paragraphe décrit comment ces données numérisées, ainsi que celles des autres détecteurs de PHENIX, sont collectées par le système d'acquisition (DAQ), mises en forme, et enregistrées sur disque.

Le taux typique d'évènements enregistrés par seconde est de 800 Hz pour les données Au+Au et de 5kHz pour des collisions p+p. Le taux moyen de vie pendant l'acquisition des données est de 80 % pour des collisions Au+Au. La taille des évènements après suppression des zéros<sup>(1)</sup> est de 160 kbytes pour les collisions Au+Au et 60 kbytes pour p+p.

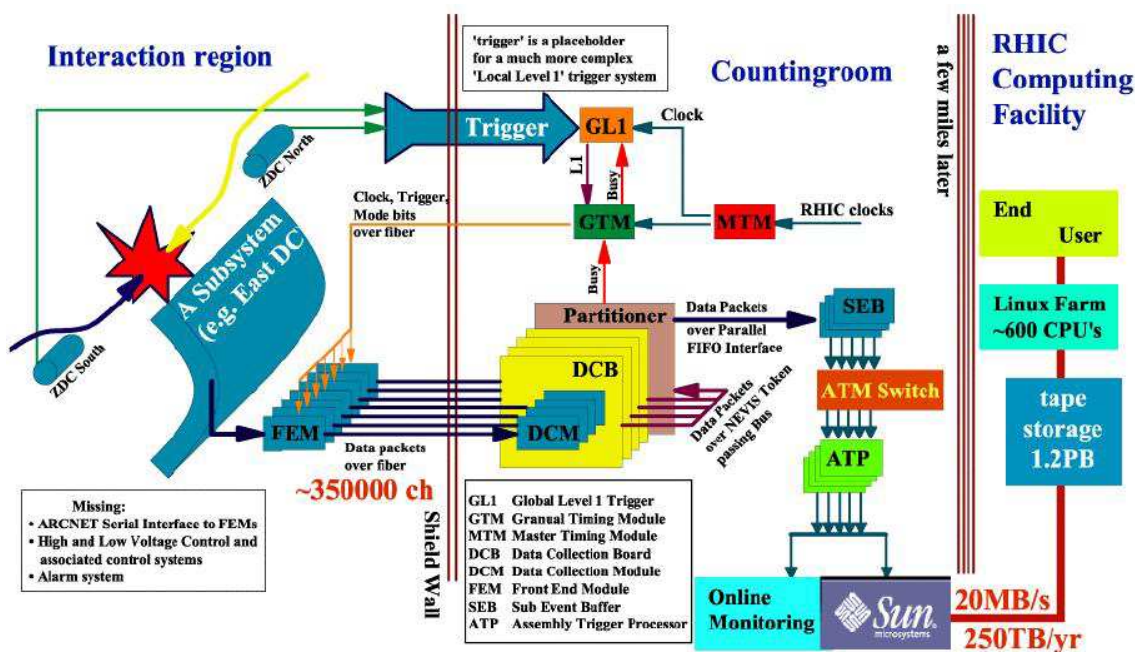


Fig. IV.2 – Schéma de l'acquisition du flot de données.

La Fig. IV.2 schématise le flot des données lors de leur acquisition. Le système d'acquisition des données utilise les concepts de granules et partitions. Une granule est l'unité la plus petite de l'acquisition. Elle est constituée d'un contrôle de temps individuel et d'une collection de données pour chaque détecteur. Une partition est un ensemble de granules qui partagent des signaux d'occupation et de bonne transmission des informations. Une partition peut donc fonctionner en système clos (mode *Stand-alone*). Grâce à ces concepts, il est possible de choisir les détecteurs que l'on souhaite utiliser pour l'acquisition des données. Les partitions peuvent acquérir des données en même temps ou indépendamment les unes des autres. En période de prise de données, la DAQ acquiert des données de tous les détecteurs en fonctionnement. En dehors de ces périodes, chaque détecteur peut être sollicité indépendamment par sa partition afin de collecter des données de calibrations par exemple (notamment avec des systèmes de déclenchement différents).

Le contrôle global de l'acquisition des données est effectué par le *Master Timing Module* (MTM), le *Granule Timing Module* (GTM), et le *Global Level-1 Trigger System* (GL1). Le MTM reçoit les informations de l'horloge de RHIC de pulsation 9,4 MHz et la délivre au GTM et au GL1. Il reçoit également le signal de déclenchement de niveau 1 LVL1. Le GTM

<sup>(1)</sup> Il s'agit des évènements desquels sont retirés les coups dus au bruit identifiés à l'aide des calibrations.

délivre l'horloge, les commandes de contrôle et le signal pour les événements acceptés à tous les FEM (*Front End Module*) des détecteurs. Le GTM est capable de compenser la différence de temps entre les FEM. Ces différences peuvent être dues aux différents systèmes d'électroniques employés, à la longueur des câbles ou à l'algorithme de premier niveau de réjection des coups. Le GL1 produit la première décision de déclenchement de niveau 1 (LVL1) en combinant les signaux de LVL1 des composants venant des détecteurs. Le FEM de chaque détecteur est dessinée pour convertir la réponse analogique des détecteurs en un signal numérique. Les signaux de déclenchement de niveau 1 sont tous générés simultanément. Les décisions globales sont générées peu importe si l'évènement doit être gardé ou non. Pendant que le système GL1 est en train de prendre une décision, les données analogiques de chaque évènement sont gardées au niveau des détecteurs, dans les cellules AMU. Lorsque le signal d'acceptation est reçu, chaque FEM commence à numériser les données.

La collecte de données de chaque FEM est réalisée par les DCM via les GLINK. Les DCM ont la capacité de recevoir 100 Gbytes par seconde de données d'évènements non compressés lorsque le taux de déclenchement est le plus grand. Les DCM permettent de stocker les données dans des espaces tampons, de supprimer les zéros<sup>(2)</sup>, de vérifier qu'il n'y a pas d'erreurs ou des problèmes de formatage des données. Ils envoient des données compressées à l'*Event Builder* (EvB) de PHENIX qui va créer chaque évènement à partir des informations recueillies. Le EvB est composé de 32 segmentations d'évènements (SEB), d'interrupteurs *Asynchronous Transfer Mode* (ATM), ainsi que de 28 *Assembly Trigger Processors* (ATP). Les SEB sont l'interface frontale de l'EvB et communiquent avec chaque granule. Il y a une SEB par granule alors que le nombre d'ATP n'est pas fixe. Chaque ATP joue le même rôle et est responsable du stockage les informations issues de tous les granules pour un évènement donné. Ils transfèrent les données des granules aux ATP via les ATM, responsables de la transition entre une structure par granule et une structure par évènement et où l'assemblage des évènements est réalisé. Les données combinées sont sauvegardées sur un disque et utilisées pour en vérifier la qualité et pour la génération des décisions de déclenchement au second ordre (LVL2).

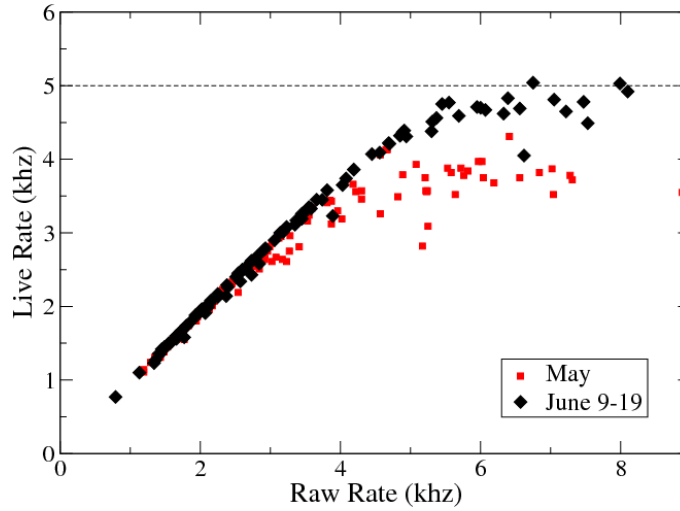
La sauvegarde permanente de données est réalisée sur des bandes de stockage HPSS qui possèdent un taux de transfert maximum de 20 Mbytes/s. En combinant les disques locaux comme stockage tampon, le taux maximal de transferts devient 60 Mbytes/s. La Fig. IV.3 présente le taux moyen de vie en fonction du taux brut pour l'acquisition des données p+p de 2007. Le taux moyen de vie de PHENIX correspond au nombre de collisions par seconde enregistrées par la DAQ. Le taux brut est le nombre de collisions par seconde. Pour les collisions Au+Au en 2007, le rapport entre taux moyen de vie et taux brut était de 82 % en moyenne sur la prise de données. Lorsque le taux brut est faible, le taux moyen de vie est environ égal au taux brut. C'est le cas pour le taux d'enregistrement des collisions Au+Au. Lorsque celui-ci augmente, les limitations des performances de la DAQ entraînent une saturation de taux moyen de vie. La valeur à partir de laquelle la DAQ sature s'est améliorée en juin : la DAQ est plus performante à la fin de la prise de donnée qu'au début.

## IV.2 Luminosité du faisceau

Pendant la campagne de prise de données de 2007, le système de déclenchement rapide de premier niveau utilisé est le système dit de biais minimum (MB). Il utilise les détecteurs BBC et ZDC, et l'algorithme BBCLL1 pour déclencher. Lorsque qu'au moins deux coups

<sup>(2)</sup> Soustraction des coups dus au bruit, identifiés à l'aide des calibrations.



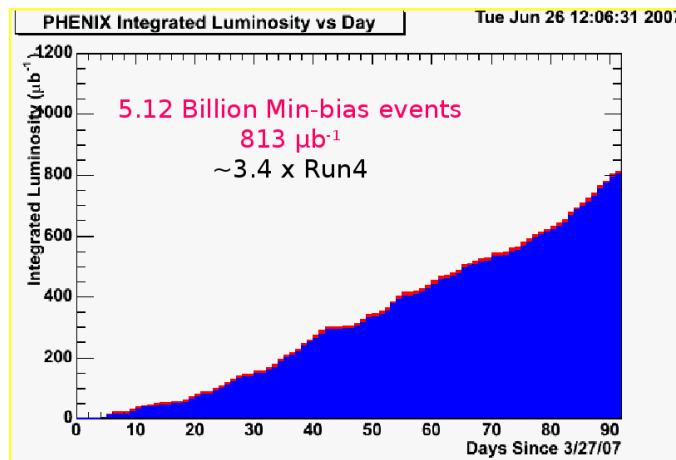


**Fig. IV.3** – Taux moyen de vie en fonction du taux moyennés sur l'ensemble de la période de prise de données du Run-7 en noir et pour la dernière semaine en rouge.

sont détectés par les BBC et lorsque le calcul rapide de la position de la collision se trouve dans la fenêtre  $[-30, +30]$  cm, l'évènement est accepté. Le déclenchement BBCLL1 est moins strict que les critères employés ensuite au cours de la reconstruction des données pour définir les évènements dits de biais minimum. La définition de ces évènements inclue notamment des critères supplémentaires sur les coups enregistrés par les ZDC (voir paragraphe II.4.1)<sup>(3)</sup>.

Au total,  $N_{MB} = 5,12 \cdot 10^9$  évènements de biais minimum ont été enregistrés par la DAQ de PHENIX en 2007. En utilisant l'Eq. (IV.1) avec  $\epsilon_{BBC}^{MB} = 93\%$  l'efficacité du BBC comme système de déclenchement MB et  $\sigma_{Au+Au} = 6,9$  b la section efficace totale inélastique des collisions Au+Au, la luminosité intégrée est de  $\mathcal{L} = 813 \mu\text{b}^{-1}$ . Comparée à celle du Run-4 qui était de  $212 \mu\text{b}^{-1}$  [211], ceci traduit les bonnes performances à la fois de l'accélérateur (RHIC), du détecteur PHENIX et de la DAQ. L'augmentation de la luminosité intégrée par jour (Fig. IV.4) a été à peu près constante pendant la prise de données.

$$\mathcal{L} = \frac{N_{MB}}{\sigma_{Au+Au} \cdot \epsilon_{BBC}^{MB}} \quad (\text{IV.1})$$



**Fig. IV.4** – Luminosité intégrée par jours pendant la prise de donnée de 2007.

<sup>(3)</sup> La définition exacte de ces évènements est :  $\text{BBCLL1}_{\text{scaled}} \& (\text{ZDCNS}_{\text{live}} | \text{ZDCLL1}_{\text{live}}) \& \text{z}_{\text{BBC}} < 30$ .

## IV.3 Système de déclenchement et de filtrage

### IV.3.1 Définitions

Pendant le run7, le seul système de déclenchement de niveau 1 qui a été utilisé est le BBCLL1, dit de biais minimum. C'est le système de déclenchement le moins restrictif (c'est à dire qui inclue la plus grande fraction de la section inélastique Au+Au totale) qui puisse être utilisé par PHENIX.

Un déclenchement de deuxième niveau permet de sélectionner les événements spécifiques à certaines analyses. Ainsi pour l'étude du  $J/\psi$  où les événements sont rares, un algorithme de niveau 2 permet de ne sélectionner que les événements susceptibles de contenir le signal étudié. Ce filtre permet de réduire la quantité d'information à transférer et à analyser. Cette sélection a lieu hors ligne, et permet de ne garder que 10 % des données brutes. Ce filtrage de niveau 2 a été utilisé pour sélectionner les données à analyser et réduire la quantité de données à transférer à CCF pour la reconstruction. Sans ce filtre, la taille des données aurait été dix fois plus grande et le temps de transfert et de reconstruction aurait également augmenté considérablement.

Pour les bras muons, l'algorithme se base sur une reconstruction simplifiée et rapide des routes dans le MuID. Un événement est accepté par ce filtre lorsque :

- Deux routes dites profondes (*deep*) ont été reconstruites avec un minimum de 8 coups par route. Ceci revient à ne pas sélectionner les particules peu énergétiques.
- Chaque route fait un angle  $\theta > 12^\circ$  avec l'axe du faisceau (pente de la route). Ceci permet de ne garder que les particules venant de la région d'interaction.
- Les deux routes forment un angle d'ouverture d'au moins  $19,2^\circ$ . Ceci revient à rejeter les paires de très basse masse invariante (environ inférieure à 700 MeV).

Le filtre complet est une combinaison de deux filtres indépendants dans chaque bras Nord et Sud : le L2N et le L2S.

### IV.3.2 Efficacité des systèmes de déclenchement

Comme précisé plus haut, l'efficacité du système de déclenchement de niveau 1 est de  $\epsilon_{BBC}^{MB} = 93\%$  pour 2007. Elle a été estimée par exemple dans [233] à l'aide de simulations HIJING.

L'efficacité du système de déclenchement de niveau 2 utilisé pour l'analyse des  $J/\psi$  est calculée en prenant le rapport des corrections d'acceptance  $\times$  efficacité avec et sans les coupures de niveau 2. La Fig. IV.5 donne l'efficacité du système de déclenchement de niveau 2. L'efficacité du LVL2 est de 90 % dans le bras Sud et de 80 % dans le bras Nord, ce qui conforme le bon fonctionnement de ce filtrage. L'efficacité est plate en fonction de la centralité<sup>(4)</sup>. Contrairement à l'algorithme de reconstruction complet, le LVL2 est insensible à la multiplicité notamment parce qu'il n'utilise que le MuID. L'acceptance  $\times$  efficacité du LVL2 est bonne par rapport à celle de la chaîne de reconstruction complète. L'efficacité du bras Nord est plus petite que celle du bras Sud car la coupure de niveau 2 sur l'angle des trajectoires des muons a un impact plus grand sur le bras Nord dont l'acceptance est plus grande.

<sup>(4)</sup> Contrairement à la Fig. III.23 décrivant l'acceptance  $\times$  efficacité de la chaîne de reconstruction complète.

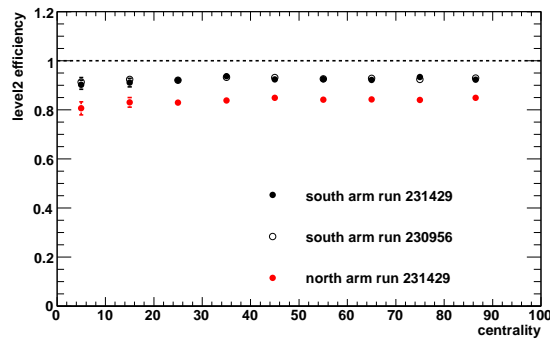


Fig. IV.5 – Acceptance×efficacité du système de déclenchement de niveau 2.

## IV.4 Reconstruction

Les données filtrées de niveau 2 ont été transférées au centre de calcul de Lyon (France) via un protocole Grid/FTP. Ceci a permis de reconstruire ces données parallèlement à la reconstruction de biais minimum à RCF (centre de calcul de BNL). Ce sont les données filtrées LVL2 qui seront présentées dans ce manuscrit car cela a permis de finir la reconstruction des données plus rapidement sans entrer en conflit avec reconstruction de biais minimum des bras centraux. La reconstruction des données LVL2 s'est échelonné en plusieurs étapes :

1. Préparer les fichiers pour exécuter la reconstruction, ainsi que les bases de données correspondantes de façon à vérifier de façon optimum le bon avancement de chaque étape et s'assurer de la qualité des données.
2. Transférer les 7 Tb de données filtrées à Lyon.
3. Reconstruire les données de niveau 2 pour les bras centraux et les bras muons.
4. Agréger les fichiers reconstruits (contenant notamment l'information sur la trajectoire des particules, par opposition aux données brutes issue des détecteurs), c'est à dire regrouper les petits fichiers pour ne renvoyer vers RCF que des fichiers de taille suffisamment grande afin d'optimiser la bande passante.
5. Renvoyer les fichiers agrégés à BNL pour les mettre à disposition des personnes en charge de l'analyse. Ces fichiers représentent un taille d'environ 10 TB : pour les analyses de di-électrons, EWG ( $\sim 1$  TB), pour les analyses de di-muons, MWG ( $\sim 4$  TB), pour les analyses de photons, hardpdst (0,25 TB) et des fichiers plus généraux qui peuvent être utilisés pour les analyses du bras central en générales, CWG ( $\sim 4$  TB). Le transfert des fichiers des analyses du bras central s'est arrêté lorsque la reconstruction de biais minimum des bras centraux a pris de l'avance à RCF.

Le déroulement de toutes ces étapes a duré près de 6 mois notamment à cause du temps de transfert et du temps de reconstruction. Un temps important a également été consacré à la vérification de la qualité de ces données et à la résolution des problèmes techniques qui bloquaient la finalisation de la reconstruction.

## IV.5 Sélection de données de qualité

### IV.5.1 Sélection globale

Une première sélection des données repose sur des aspects globaux de la collecte des données et prend en compte le bon fonctionnement du système de déclenchement GL1, le contrôle des détecteurs par les opérateurs pendant les périodes d'acquisitions, et les problèmes de champ magnétique. La base de données de la DAQ est utilisée pour sélectionner les données suivant les informations :

- Journal de bord de l'équipe en charge de la prise de données : le chef d'équipe fournit des indications sur les périodes de prise de données enregistrés et la qualité de ces données, ce qui permet de rejeter celles de mauvaise qualité (problèmes faisceau, problèmes détecteurs, etc.).
- Champ magnétique : les périodes de prise de données pour lesquelles le courant dans les aimants n'est pas nominal sont rejetées. En effet, ceci a pu être causé par un problème au niveau de l'aimant ou parce que les données ont été prises sans champ magnétique auquel cas les données doivent être analysées séparément (notamment pour l'alignement).
- Polarité du champ : la polarité nominale du champ est passé de  $+-$  à  $-+$  (voir paragraphe II.3), mais pendant quelques jours la polarité a été changée à  $++$  pour comparer avec les données du Run-4. Les périodes de prise de données dont la polarité est  $++$  devront être analysées séparément.
- Configuration du système de déclenchement : rejet des périodes de prise de données où tous les événements ne sont pas enregistrés ou lorsque le déclenchement ne se fait pas.
- Contrôle : les périodes de prise de données dont l'état indique le début de leur enregistrement mais pas leur fin ne sont pas sélectionnés car elles traduisent un problème au niveau du système d'acquisition.
- Erreurs GL1 : les périodes de prise de données qui sont interrompues à cause d'erreurs GL1 ne sont pas sélectionnées.
- Commentaires sur les RxnP : rejet des mauvaises périodes de prise de données identifiées comme telles par l'équipe de contrôle relativement au RxnP <sup>(5)</sup>.
- Les périodes de prise de données pour lesquelles les calibrations du RxnP ne sont pas disponibles sont rejetées. La calibrations du RxnP s'effectuant à partir de la production de biais minimum, certaines périodes de prises de données n'ont pas encore de calibrations lors de l'analyse des données filtrées de niveau 2.

Afin de s'assurer que les informations concernant le RxnP sont correctes, plusieurs distributions caractérisant la mesure du plan de réaction sont observées. La Fig. IV.6 montre l'angle du plan de réaction mesuré dans chaque bras. Les distributions sont plates comme prévue. La Fig. IV.7 montre les corrélations entre l'angle mesuré par le RxnP Nord et celui mesuré par le Sud. Les périodes de prise de données pendant lesquelles ces distributions étaient différentes ne sont pas sélectionnées.

L'application de ces critères de sélections globaux ont permis le rejet de 74 et 70 périodes de prise de données de mauvaise qualité pour le bras Sud et le bras Nord à partir des 920

<sup>(5)</sup> Ces périodes de prise de données n'ont pas été gardées pour l'analyse du  $v_2$  mais pourraient l'être dans le cas d'une étude du rapport de modification nucléaire dans laquelle RxnP n'intervient pas.

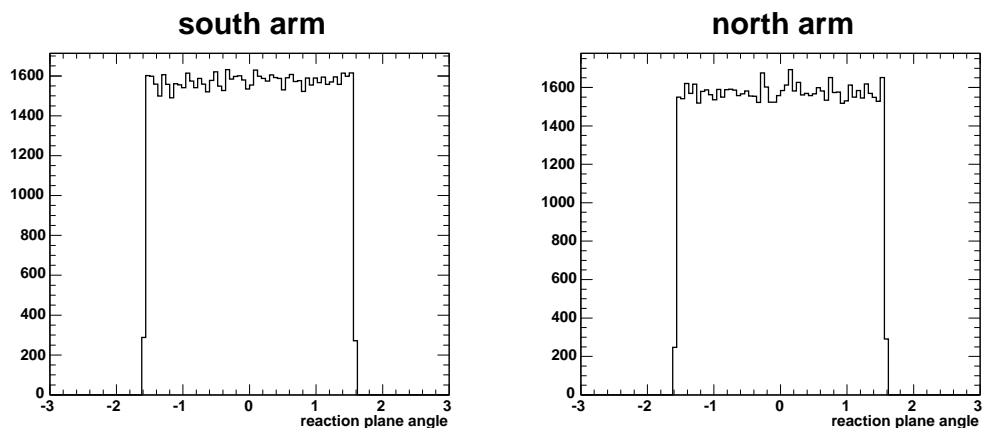


Fig. IV.6 – Angle (en degrés) du plan de réaction Sud (gauche) et Nord (droite).

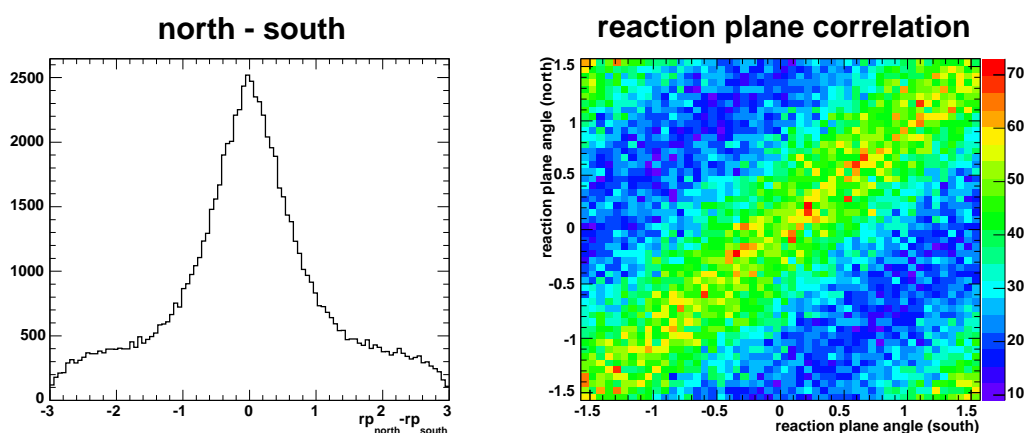


Fig. IV.7 – Corrélations entre les mesures du RxnP Nord et Sud.

périodes de prises de données initiales.

### IV.5.2 Fonctionnement des bras muons

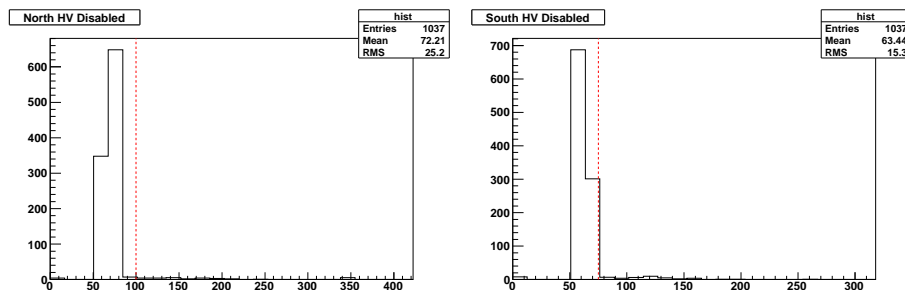
Pendant la prise des données, le fonctionnement du MuTr ou du MuID n’a pas été constant. Les périodes de prise de données dont la configuration du détecteur diffère trop du fonctionnement moyen sont rejetées. Ceci permettra d’avoir une acceptance×efficacité de reconstruction plus homogène et plus facile à reproduire par des simulations.

#### MuTr

L’état de fonctionnement du MuTr est caractérisé notamment par les variations de son acceptance. Celle-ci dépend du nombre de cartes de haute tension et de FEM qui sont en fonctionnement. Pendant toute la prise de données, les anodes les plus proches du faisceau ont été éteintes dans la station 1 du MuTr, soient 48 anodes par bras (voir le paragraphe II.6.3 pour les détails sur la structure du MuTr). Pour le bras Sud, cette région correspond aux anodes cachées par le piston de l’aimant. Pour le bras nord, cette disposition permet de réduire de manière significative le taux d’occupation (jusqu’à 20 % lors des collisions centrales Au+Au). Ce sont également des anodes qui sont très sensibles au flux de particules venant des interactions entre le faisceau et le gaz résiduel du tube à vide. Ces coups supplémentaires

dégradent la résolution de détection sur les cathodes qui sont perpendiculaires aux anodes. Une fois les anodes désactivées, les deux bras couvrent à peu près la même région en pseudo-rapidité :  $1,2 < \eta < 2,2$  pour le Nord et  $-2,2 < \eta < -1,2$  pour le bras Sud <sup>(6)</sup>.

La valeur nominale des hautes tensions du MuTr est de 1850 V et les seuils électroniques de détection branchés sur les cathodes sont de 90 mV. Lorsque des hautes tensions font appel à trop de courant, leur tension est diminuée à la main entre les périodes de prise de données. Celles qui sont trop souvent défectueuses sont désactivées de façon permanente car elles risquent de biaiser les mesures. La Fig. IV.8 représente le nombre de périodes de prise de données en fonction du nombre de hautes tensions désactivées. Une période de prise de données doit avoir moins de 75 canaux désactivés. Ce critère est moins sélectif qu'au Run-4 où seulement 60 hautes tensions étaient désactivées au maximum ce qui résulte probablement d'une détérioration du matériel avec le temps. Pour remédier à cette augmentation moyenne du nombre de HV désactivées, de nombreuses capacités associées aux modules de hautes tensions ont été changées après cette prise de données afin que ces modules fonctionnent à nouveau pour les prises de données suivantes.



**Fig. IV.8** – Nombre de périodes de prise de données en fonction du nombre de hautes tensions désactivées dans le bras Nord (à gauche) et Sud (à droite).

L'électronique de lecture a bien fonctionné tout au long de la prise de données. Chaque FEM comprend 128 canaux de lecture. Un FEM en mauvais fonctionnement peut donc réduire significativement l'acceptance et l'efficacité de détection. Quelques FEM sont inactifs de manière permanente dans le bras Sud. D'autres FEM ont présenté des problèmes récurrents :

- piédestaux trop élevés entraînant une saturation des canaux,
- erreur d'adressage en mémoire des données numérisées,
- données corrompues.

Si dix FEM du MuTr (ou plus) sont saturés ou ne peuvent plus enregistrer des données dans une station du MuTr, la période est également rejetée.

Les périodes de prise de données pour lesquelles le nombre de clusters par évènement et par cathode est trop important ou trop faible par rapport à la moyenne sont rejetées. Plus précisément, sont rejetées les périodes pour lesquelles ces valeurs sont éloignées de plus de deux déviations standard de la valeur moyenne dans chacune des trois stations. Lorsque la charge au pic du cluster est trop faible (en deçà de deux déviations standard), la période est rejetée également. Les Fig. IV.9 et Fig. IV.10 présentent les distributions du nombre de clusters par cathode et de la charge du pic des clusters pour l'ensemble de la prise de donnée. Une entrée dans l'histogramme correspond à une période de prise de donnée. Le Tab. IV.1

<sup>(6)</sup> Cette acceptance est relative aux muons simples par opposition à l'acceptance pour le  $J/\psi$  donnée en fonction de  $y$ .

résume les valeurs des moyennes et des RMS de ces distributions.

Paramètre	Nord $\mu$	Nord $\sigma$	Sud $\mu$	Sud $\sigma$
Clusters S1	14,79	2,88	11,01	4,17
Clusters S2	17,91	3,53	11,70	4,45
Clusters S3	28,07	5,53	16,67	6,30
Pic q	565,04	103,77	505,18	190,40

Tab. IV.1 – Valeur moyenne et RMS du nombre de clusters dans chaque station, ainsi que de la charge du pic.

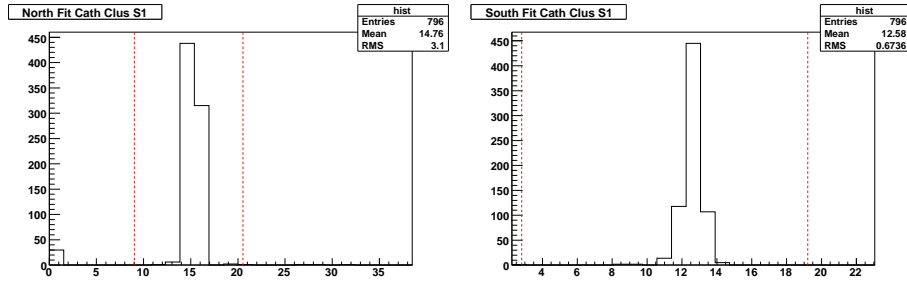


Fig. IV.9 – Nombre de de clusters ajustés dans chaque cathode dans le bras Nord à gauche et Sud à droite dans la première station.

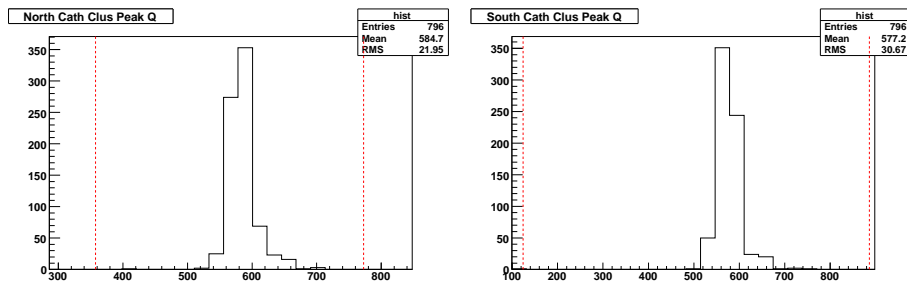


Fig. IV.10 – Charge du pic du cluster pour le bras Nord à gauche et Sud à droite.

Enfin, les périodes pour lesquelles aucun coup n'est mesuré dans une des stations du MuTr sont également rejetées.

### MuID

Un groupe de tubes Iarocci partage la même alimentation en basse tension, haute tension et en gaz. Chaque tube d'un bi-pack appartient à un groupe différent. Ceci permet de réduire de manière significative la probabilité que les deux tubes du bi-pack soient non-opérationnels simultanément. Ainsi, le bi-pack conserve un minimum d'efficacité si l'alimentation d'un des deux tubes venait à défaillir. Les périodes de prise de données pendant lesquels le MuID n'a pas fonctionné correctement ont été rejetées de la liste. L'efficacité du MuID est supérieure à 90 % mais certaines périodes de prise de données ont une efficacité réduite. La Fig. IV.11 donne un exemple d'efficacité du MuID Nord en fonction du numéro de prise de données pour le premier panneau en haut et le dernier en bas, orientation horizontale à gauche et verticale à droite. L'efficacité semble constante sur toute la période de prise de données pour le panneau le plus proche du MuTr. Elle diminue de 10 % entre le début et la fin de la prise de donnée pour l'orientation verticale du dernier panneau. Ce comportement n'est pas visible pour le bras Sud. Il semble que ce panneau reflète un dysfonctionnement matériel.

Les efficacités utilisées sont moyennées pour chaque panneau et chaque orientation (voir paragraphe III.2.3).

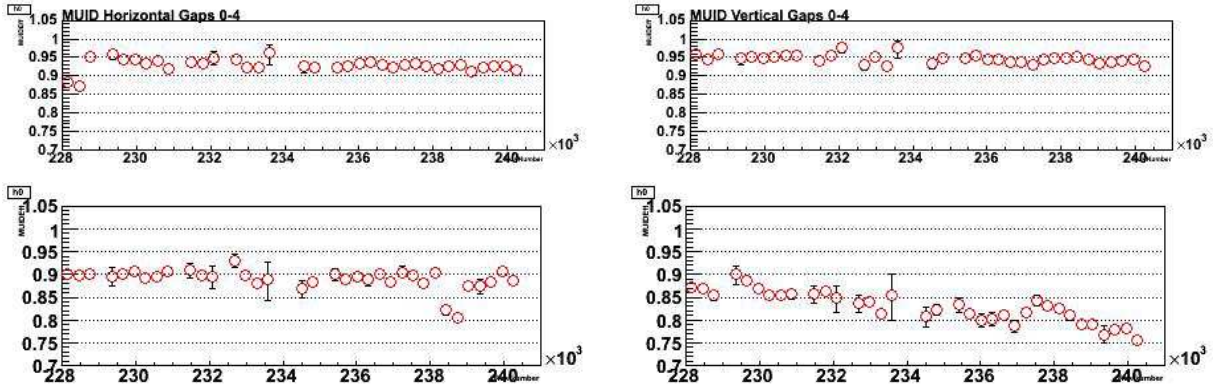


Fig. IV.11 – Efficacité du MuID en fonction du numéro de période de prise de donnée pour le premier panneau en haut et le dernier en bas, l’orientation horizontale à gauche et verticale à droite.

### IV.5.3 Nombre d’évènements équivalents de biais minimum

Le nombre d’évènements de biais minimum est important pour calculer la luminosité intégrée correspondant aux données analysées. Il est également nécessaire au calcul de sections efficaces absolues (ou de facteur de modification nucléaire). Ce nombre n’est pas accessible directement en sortie de la production car l’information sur la fraction des évènements rejetés par le filtrage de niveau 2 mais accepté par le système de déclenchement de biais minimum hors ligne est perdue. Pour comptabiliser le nombre d’évènements de biais minimum équivalent, il faut donc se baser sur le nombre d’évènements BBCLL1 déclenchés pour chaque période de prise de données analysée. Pour passer du nombre BBCLL1 au nombre MB, plusieurs facteurs de corrections doivent être appliqués comme l’indique l’Eq. (IV.2) :

$$N_{\text{MB}} = \left( \sum_i N_{\text{BBCLL1}}^i \cdot \varepsilon_{\text{PRDF}}^i \right) \cdot \varepsilon_{\text{MB}} \cdot \varepsilon_{\text{BBCz}} \quad (\text{IV.2})$$

avec

- $N_{\text{MB}}$ , le nombre total d’évènements de biais minimum qui correspond à la liste des périodes de prise de données ;
- $N_{\text{BBCLL1}}^i$ , le nombre d’évènements BBCLL1 obtenus de la base de données de la DAQ pour une période de prise de données ;
- $\varepsilon_{\text{PRDF}}^i$ , une correction qui prend en compte les inconsistances entre le nombre d’évènements lus dans la base de données de la DAQ et le nombre d’évènements trouvés dans les fichiers bruts (PRDF) des disques contenant les informations issues des détecteurs avant reconstruction. Ce nombre est calculé pour chaque segment en comparant le nombre total d’évènements enregistrés dans une période de prise de données (tous déclenchements) lu dans la base de données de la DAQ, et la somme du nombre d’évènements trouvés dans les fichiers PRDF associés. La distribution du rapport de ces deux nombre est présentée Fig. IV.12. Le rapport vaut l’unité pour la plupart des périodes de prise de données. Pour quelques périodes, ce rapport est significativement plus petit ( $\sim 0,9$ ).



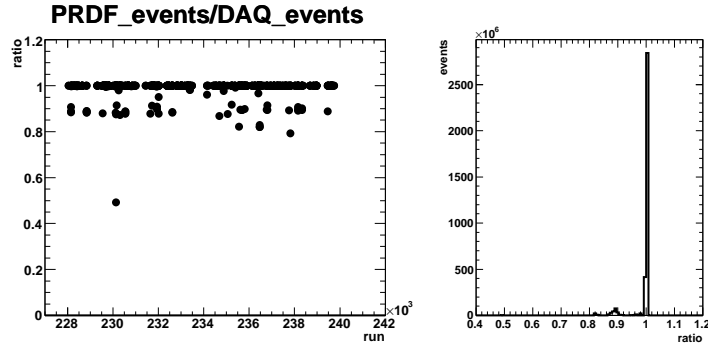


Fig. IV.12 – Correction  $\varepsilon_{\text{PRDF}}^i$  en fonction du numéro de segment.

- $\varepsilon_{\text{MB}}$ , une correction qui prend en compte le fait que le déclenchement MB est plus restrictif que le déclenchement BBCLL1. Cette correction est estimée en comparant le nombre d'événements qui passent la coupure MB avec le nombre d'événements BBCLL1 présents dans les PRDF. Cette information est obtenue à partir de la reconstruction MB des bras centraux réalisée à RCF. Comme les périodes de prise de données reconstruites pour les deux productions ne concordent pas parfaitement, certaines périodes de prise de données n'ont pas de valeur pour ce terme (car la reconstruction de ces périodes n'a pas été réalisée pour les données de rapidité centrale). Une correction moyennée sur toute la période du Run-7 est donc utilisée. La distribution de  $\varepsilon_{\text{MB}}$  en fonction du numéro de période est présentée Fig. IV.13. À part un petit nombre de périodes de prise de données qui correspondent à une fraction négligeable de la statistique totale, la correction est constante. La moyenne pour cette correction est  $\varepsilon_{\text{MB}} = 0,96$ .

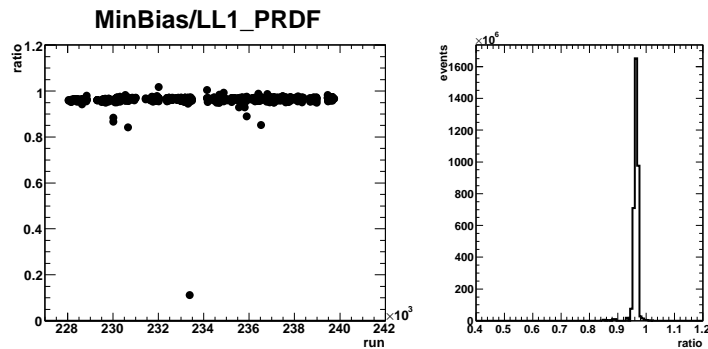


Fig. IV.13 – Correction  $\varepsilon_{\text{MB}}$  en fonction du numéro de segment.

- $\varepsilon_{\text{BBC}_z}$ , une correction qui prend en compte des coupures additionnelles sur le vertex du BBC à  $|z_{\text{BBC}}| < 30$  cm, qui est nécessaire parce que la centralité de la collision n'est pas bien définie en dehors de cette région. Cette correction est estimée à partir de la reconstruction MB des bras centraux. La distribution de  $\varepsilon_{\text{BBC}_z}$  en fonction du numéro de segment est présentée Fig. IV.14. Cette correction est très stable et sa valeur moyenne est  $\varepsilon_{\text{BBC}_z} = 0,93$ .

Le nombre d'événements BBCLL1 et MB correspondant aux listes de périodes de prise de données à analyser est résumé dans le Tab. IV.2.

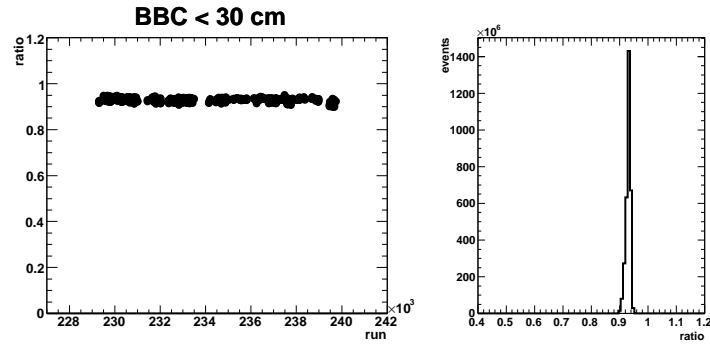


Fig. IV.14 – Correction  $\varepsilon_{\text{BBC}z}$  en fonction du numéro de segment.

	événements MB équivalents	Run-4
Sud	$4,4 \cdot 10^9$	$1,07 \cdot 10^9$
Nord	$3,9 \cdot 10^9$	$1,14 \cdot 10^9$

Tab. IV.2 – Nombre d'évènements MB pour chaque bras comparé aux données publiées en 2004.

#### IV.5.4 Sélection des évènements spécifiques à l'analyse

Les coupures d'analyse sont divisées en deux catégories :

- des coupures liées à la configuration du détecteur et du système de déclenchement,
- et des coupures de qualité des trajectoires reconstruites.

La valeur d'une coupure est estimée à partir de simulations, dans la mesure où celles-ci reproduisent correctement les distributions des données réelles. Afin d'optimiser les coupures d'analyse, des simulations de  $J/\psi$  seuls dans un premier temps. Les distributions sur lesquelles sont basées les coupures d'analyse ont été comparées à celles des données du Run-4 (paragraphe IV.5.4.1) afin de s'assurer que le fonctionnement du détecteur et de l'algorithme de reconstruction est maîtrisé.

Le paragraphe IV.5.4.2 précise comment l'optimisation des coupures a été réalisé. Le paragraphe IV.5.4.3 explique pourquoi les coupures obtenues n'ont finalement pas été retenues pour l'analyse du flot elliptique présenté au chapitre V.33.

##### IV.5.4.1 Définition des coupures

###### Coupures physiques et système de déclenchement

Les mêmes coupures physiques que celles du Run-4 ont été adoptées :

- Coupure sur le système de déclenchement : un di-muon du bras Sud (bras Nord) doit appartenir à un évènement détecté par le filtre de niveau 2 correspondant au même bras.
- Coupure sur le vertex : la position du vertex de collision le long du faisceau (mesurée par le BBC) doit être à  $\pm 30$  cm du centre du détecteur.
- Fenêtre en rapidité : la paire de muons doit entrer dans l'acceptance en rapidité des spectromètres  $|y| \in [1.2, 2.2]$ .

- Région d'impulsion transverse : aucune coupure n'est utilisée.
- Profondeur de la route : les trajectoires reconstruites doivent atteindre le quatrième plan (en comptant à partir de 0), et donc être *deep*, et les routes doivent contenir au moins 8 coups sur 10.
- Coupure sur l'impulsion longitudinale : les calculs de perte d'énergie montrent que les muons doivent avoir une impulsion longitudinale supérieure à 1,05 (1,17) GeV/c dans la station 1 du MuTr Sud (Nord) pour atteindre le dernier plan du MuID. Cette coupure a été appliquée à l'impulsion des muons reconstruits dans le MuTr, par cohérence avec la coupure sur la profondeur (le nombre de plans traversés dans le MuID) de la route associée. Cela permet de rejeter une partie des mauvaises associations entre une trajectoire dans le MuTr et une route (correspondant à une particule différente) dans le MuID.

### Coupsures de qualité

Les coupures de qualités ont pour objectif de réduire le bruit de fond dans la région en masse du  $J/\psi$  tout en minimisant l'effet sur le signal. Les variables sur lesquelles se basent les coupures de qualité sont :

- DG0 : distance entre la position de la trajectoire reconstruite dans le MuTr extrapolée au premier plan du MuID, et la position de la route associée à ce plan.
- DDG0 : différence angulaire entre la trajectoire reconstruite extrapolée au premier plan du MuID et la route associée.
- $\chi^2$  de la trajectoire : résultat de l'ajustement du filtre de Kalman aux positions dans le MuTr afin de calculer la position et l'impulsion de la particule correspondante..
- $\chi^2$  du vertex : résultat de l'ajustement simultané des positions et impulsions de deux muons reconstruits dans le MuTr et dont la trajectoire est extrapolée en amont de l'absorbeur en utilisant les informations du BBC sur la position du vertex.

#### IV.5.4.2 Choix des coupures

##### Comparaison des distributions du Run-4 et du Run-7

Les Fig. C.1 à Fig. C.8 de l'annexe C présentent les distributions des variables de qualité du Run-4 et du Run-7 respectivement dans les colonnes gauche et droite. Les distributions du haut de chaque figures représentent les spectres de même signe avec les croix bleues, et les spectres de signes opposées en ligne continue rouge. Les distributions du bas représentent le signal soustrait du bruit de fond. Pour chaque distribution, toutes les coupures du Run-4 ont été appliquées à part la coupure considérée. Une coupure sur la masse a été ajoutée afin de s'intéresser préférentiellement aux di-muons venant du  $J/\psi$  :  $2,7 < \text{masse} < 3,5$  GeV.

Les distributions DG0 et DDG0 du Run-4 et du Run-7 sont assez similaires Fig. C.1 à Fig. C.4, avec une amélioration pour les distributions du bras Nord du Run-7 comme le montre les Fig. C.2 et Fig. C.4). Ceci est probablement une conséquence de l'alignement et conduira à un choix de coupures plus sélectives si l'amélioration est confirmée par les simulations. Le  $\chi^2$  de la trajectoire, Fig. C.5 et Fig. C.6, semble s'être également amélioré pour le Run-7, ce qui est d'autant plus flagrant sur les distributions non soustraites (figures du haut des Fig. C.1

et Fig. C.8). Au contraire, la distribution du  $\chi^2$  du vertex, Fig. C.7 et Fig. C.8, s'est dégradée au Run-7 pour les deux bras comme le montre le RMS plus large. Ceci est peut être dû à la présence des détecteurs RxnP situés entre le vertex des collisions et les bras muons, juste avant l'absorbeur frontal.

### Distributions simulées

Les distributions simulées sont utilisées pour choisir les coupures afin de ne pas être biaisées par la statistique limitée des données réelles. Ces distributions sont comparées à celles des données réelles périphériques [60 ;100] % et le résultat est présenté à l'annexe C, Fig. C.9 à Fig. C.16. Les distributions simulées reproduisent relativement bien les données réelles. Les plus grandes différences sont visibles pour le  $\chi^2$  des trajectoires du bras Nord et le  $\chi^2$  du vertex du bras Sud, mais ne semblent pas être significatives. Cette comparaison conforte l'utilisation de la simulation pour choisir les coupures.

Un jeu de coupures basé sur des simulations de  $J/\psi$  est choisi. Les limites de ces coupures correspondent à la valeur pour laquelle l'intégrale de chaque distribution donne 98 % de l'intégrale totale de signal. Cette valeur est arbitrairement choisie conservativement à 98 % et dépend en réalité de l'ordre dans lequel les coupures sont appliquées car leurs effets relatifs sont corrélés. Les coupures obtenues sont plus restrictives pour les variable DDG0 Sud (DDG0 Sud < 8 au lieu de 9 pour le Run-4) et pour le  $\chi^2$  des trajectoires dont la limite passe de 30 à 10 dans le bras Sud et de 30 à 15 dans le bras Nord. La limite du  $\chi^2$  du vertex est, elle, élargie de une unité. Le résultat des distributions d'acceptance×efficacité de  $J/\psi$  insérés dans des données réelles en utilisant ce jeu de coupures pour la reconstruction est présenté Fig. IV.15. La perte d'acceptance×efficacité dans les événements centraux démontre le fait que les coupures doivent être choisies en se basant sur des simulations qui prennent en compte la grande multiplicité des événements centraux au risque de couper trop de signal dans le cas contraire.

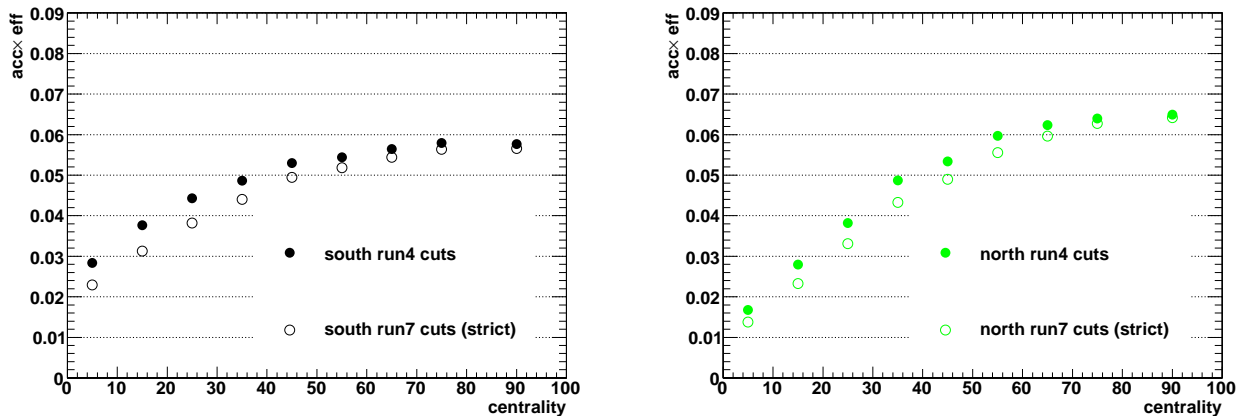


Fig. IV.15 – Distributions d'acceptance×efficacité pour le bras Sud (gauche) et Nord (droite) en utilisant les coupures trouvées à partir de simulations de  $J/\psi$  seuls.

La difficulté de reconstruire des trajectoires dans un environnement à haute multiplicité comme celui des événements centraux, peut être contournée en utilisant des simulations de  $J/\psi$  insérés dans des données réelles. Comme des simulations de  $J/\psi$  seuls reproduisent les données réelles périphériques dans la limite des incertitudes, se focaliser sur des événements centraux ([0 ;10] %) devrait permettre l'optimisation des coupures sans perte d'efficacité. Les

Fig. IV.16 à Fig. IV.19 montrent les résultats des distributions des signaux des  $J/\psi$  simulés insérés dans les événements réels centraux ainsi que les valeurs des coupures obtenues lorsque l'intégrale des distributions vaut 97 % et 98 % des intégrales des distributions totales.

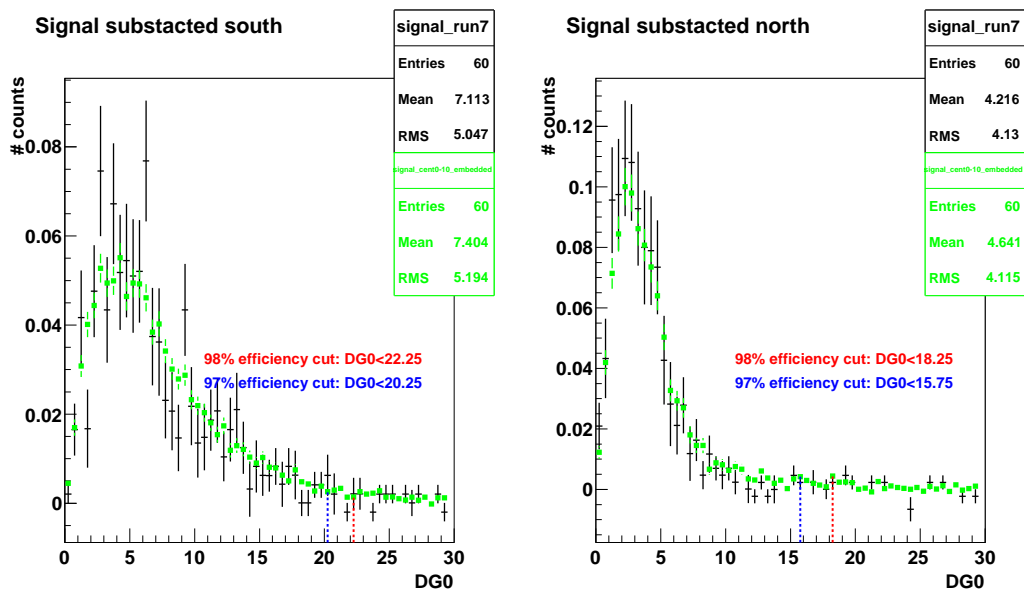


Fig. IV.16 – Distribution du  $DG0$  pour le bras Sud (gauche) et Nord (droite) pour les simulations de  $J/\psi$  insérés dans des données 10 % les plus centrales comparées aux coupures obtenues pour 97 % ou 98 % de la valeur intégrée.

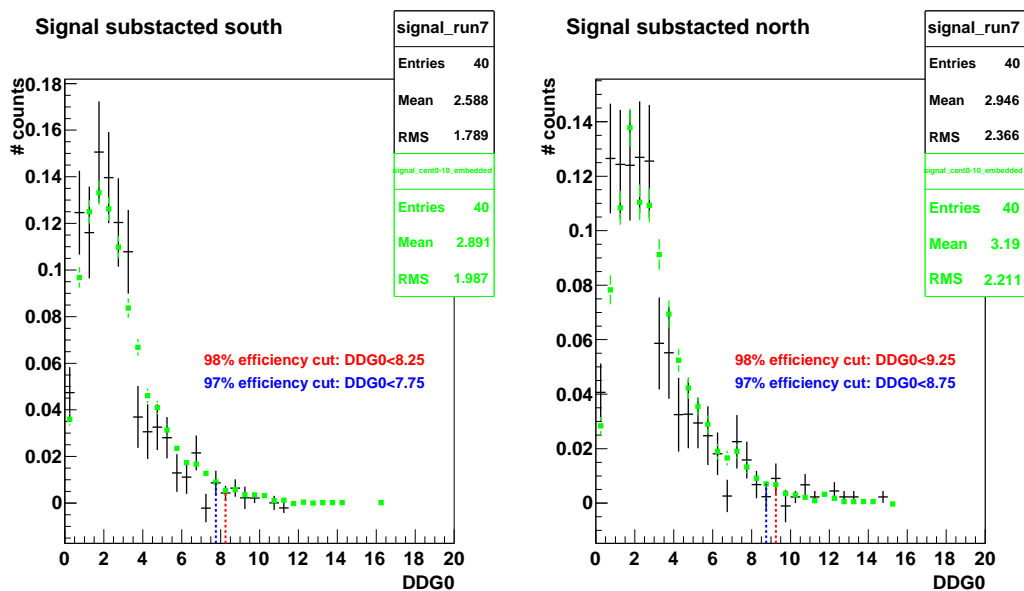


Fig. IV.17 – Distribution du  $DDG0$  pour le bras Sud (gauche) et Nord (droite) pour les simulations de  $J/\psi$  insérés dans des données 10 % les plus centrales comparées aux coupures obtenues pour 97 % ou 98 % de la valeur intégrée.

Les Tab. IV.3 a) et b) résument les valeurs de coupures du bras Sud et Nord trouvées en utilisant des simulations de  $J/\psi$  insérées dans des données réelles de biais minimum. Les valeurs utilisées au Run-4 sont également indiquées. Les changements principaux par rapport aux coupures pour l'analyse du Run-4 concernent la coupure sur le  $\chi^2$  des trajectoires qui est diminuée de 30 à 23 dans les deux bras, et l'augmentation de la limite du  $\chi^2$  du vertex

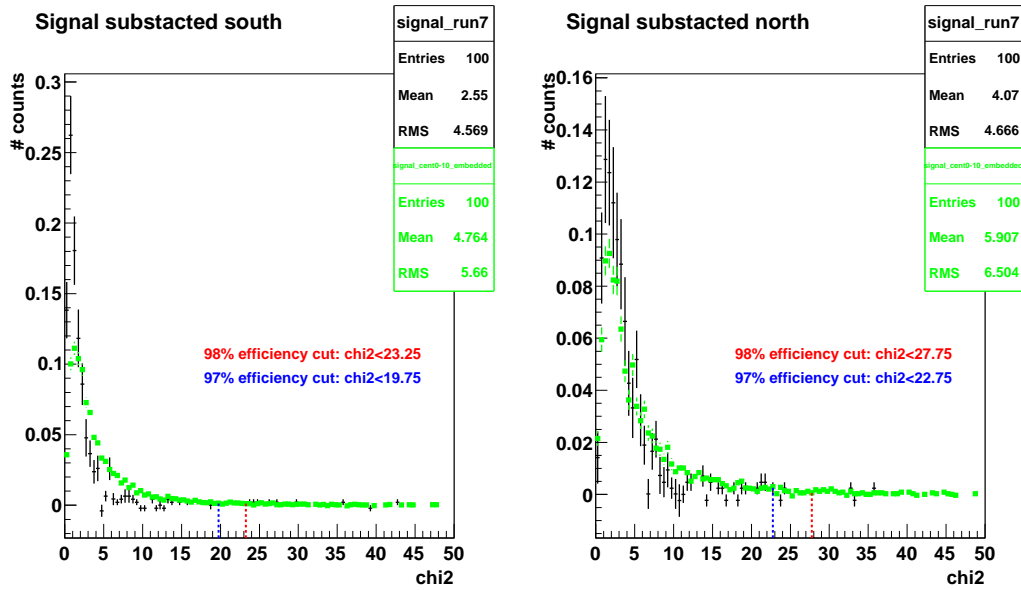


Fig. IV.18 – Distribution du  $\chi^2$  des trajectoires pour le bras Sud (gauche) et Nord (droite) pour les simulations de  $J/\psi$  insérés dans des données 10 % les plus centrales comparées aux coupures obtenues pour 97 % ou 98 % de la valeur intégrée.

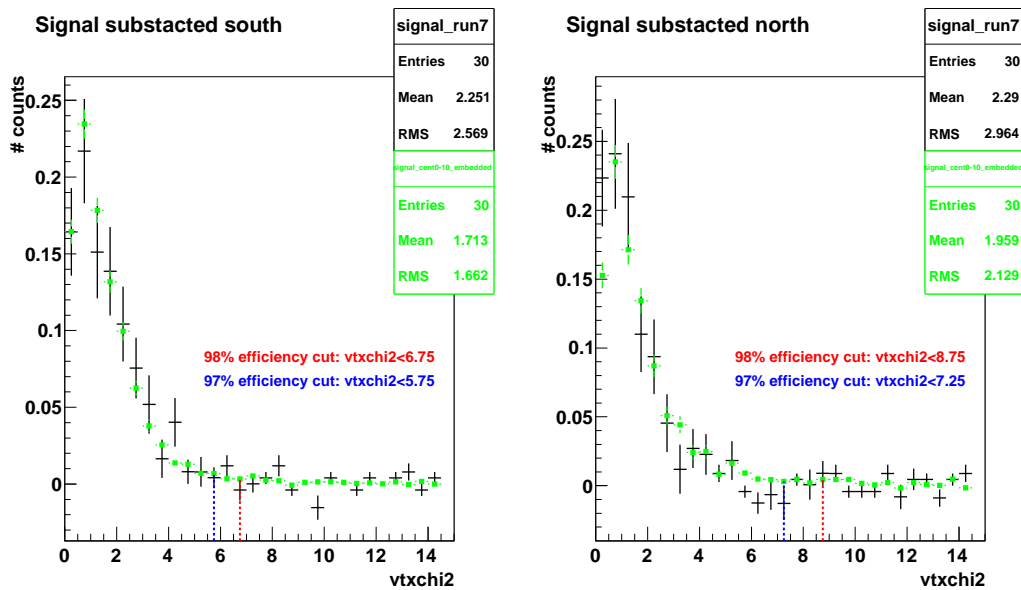


Fig. IV.19 – Distribution du  $\chi^2$  du vertex pour le bras Sud (gauche) et Nord (droite) pour les simulations de  $J/\psi$  insérés dans des données 10 % les plus centrales comparées aux coupures obtenues pour 97 % ou 98 % de la valeur intégrée.

de 4 à 7 pour les deux bras.

#### Acceptance×efficacité avec les nouvelles coupures

La distribution d'acceptance×efficacité est estimée avec les nouvelles coupures résumées dans le Tab. IV.3. La Fig. IV.20 confirme qu'il n'y a pas de perte d'acceptance×efficacité mais au contraire, un gain léger pour toutes les centralités (en particulier pour les intervalles périphériques du bras Nord) à part pour les événements les plus centraux.

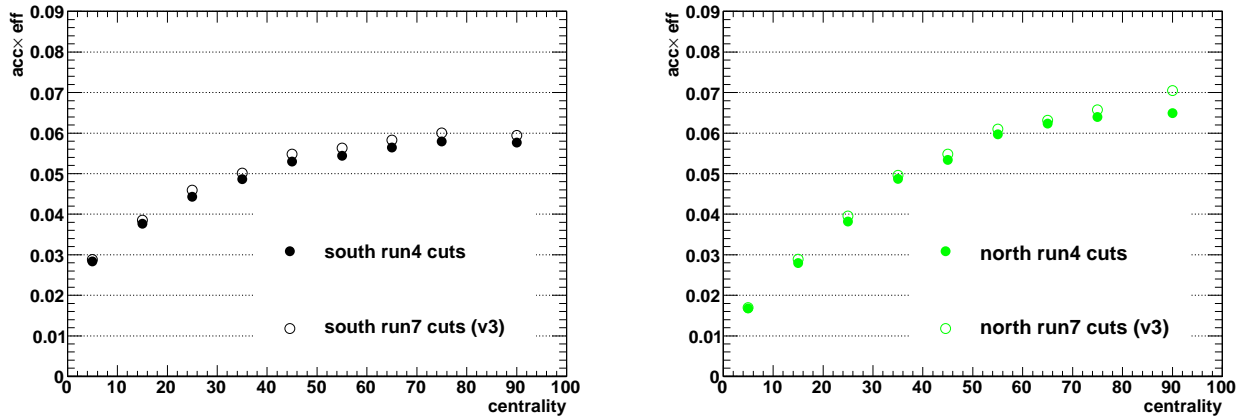
	97 % efficiency	98 % efficiency	Run-4	Run-7 final cuts
DG0	20, 25	22, 25	20	20
DDG0	7, 75	8, 25	9	9
MUTR CHI2NDF	19, 75	23, 25	30	23
VTX CHI2NDF	5, 75	6, 75	4	7

(a) Sud

	97 % efficiency	98 % efficiency	Run-4	Run-7 final cuts
DG0	15, 75	18, 25	15	16
DDG0	8, 75	9, 25	9	9
MUTR CHI2NDF	22, 75	27, 75	30	23
VTX CHI2NDF	7, 25	8, 75	4	7

(b) Nord

**Tab. IV.3** – Coupures d'analyse obtenues après optimisation sur des simulations de  $J/\psi$  insérés dans des données réelles centrales.



**Fig. IV.20** – Acceptance×efficacité obtenue avec les coupures sélectives (Tab. IV.3) appliquées à des simulations enchâssées dans des données réelles pour le bras Sud (gauche) et Nord (droite).

Ces résultats ont confirmé la confiance dans le nouveau jeu de coupures. Celles-ci ont été utilisées dans les premières estimations de la production du  $J/\psi$  pour les données du Run-7.

#### IV.5.4.3 Coupures trop sélectives

Les Fig. IV.21 et Fig. IV.22 montrent les distributions de masse invariante obtenues avec les données 2007 en utilisant à gauche les coupures trouvées résumées au Tab. IV.3 et à droite les anciennes coupures utilisées au Run-4, pour plusieurs classes de centralités. Pour le bras Sud (Fig. IV.21), le signal (représenté par l'ajustement en bleu), comme le bruit de fond (représenté par l'ajustement exponentielle en rouge à partir des masse de 1,2 GeV), visible notamment pour les masses inférieures à 2 GeV, différent très peu entre les deux jeux de coupures. Pour le bras Nord (Fig. IV.22), le signal (c'est à dire l'amplitude du pic du  $J/\psi$ ) est également peu modifié, à part pour les collisions les plus centrales [0,10] %. Le bruit de fond par contre est fortement modifié. Ces distributions donnent une idée du rapport signal sur bruit obtenu avec chaque jeu de coupures. Malgré les résultats positifs du paragraphe IV.5.4.2, le signal est réduit et le bruit de fond n'est pas suffisamment diminué, surtout pour le bras Nord. Ces signaux montrent que le rapport signal sur bruit est dégradé avec les nouvelles

coupures. Les distorsions visibles à basses masses ( $m < 2,6$  GeV) sont dues au fait que les distributions de masse des paires de muons venant d'évènements mixés ne correspondent pas à celles des paires de muons venant des mêmes évènements (le paragraphe V.1 explique comment ces distributions sont obtenues). Pour tous les intervalles en centralité, et davantage pour le bras Nord que pour le bras Sud, l'amplitude des distorsions est plus grande en utilisant le nouveau jeu de coupures que lorsque celui du Run-4 est utilisé. Ceci traduit le fait que le bruit de fond combinatoire est plus grand lorsque les nouvelles coupures sont utilisées

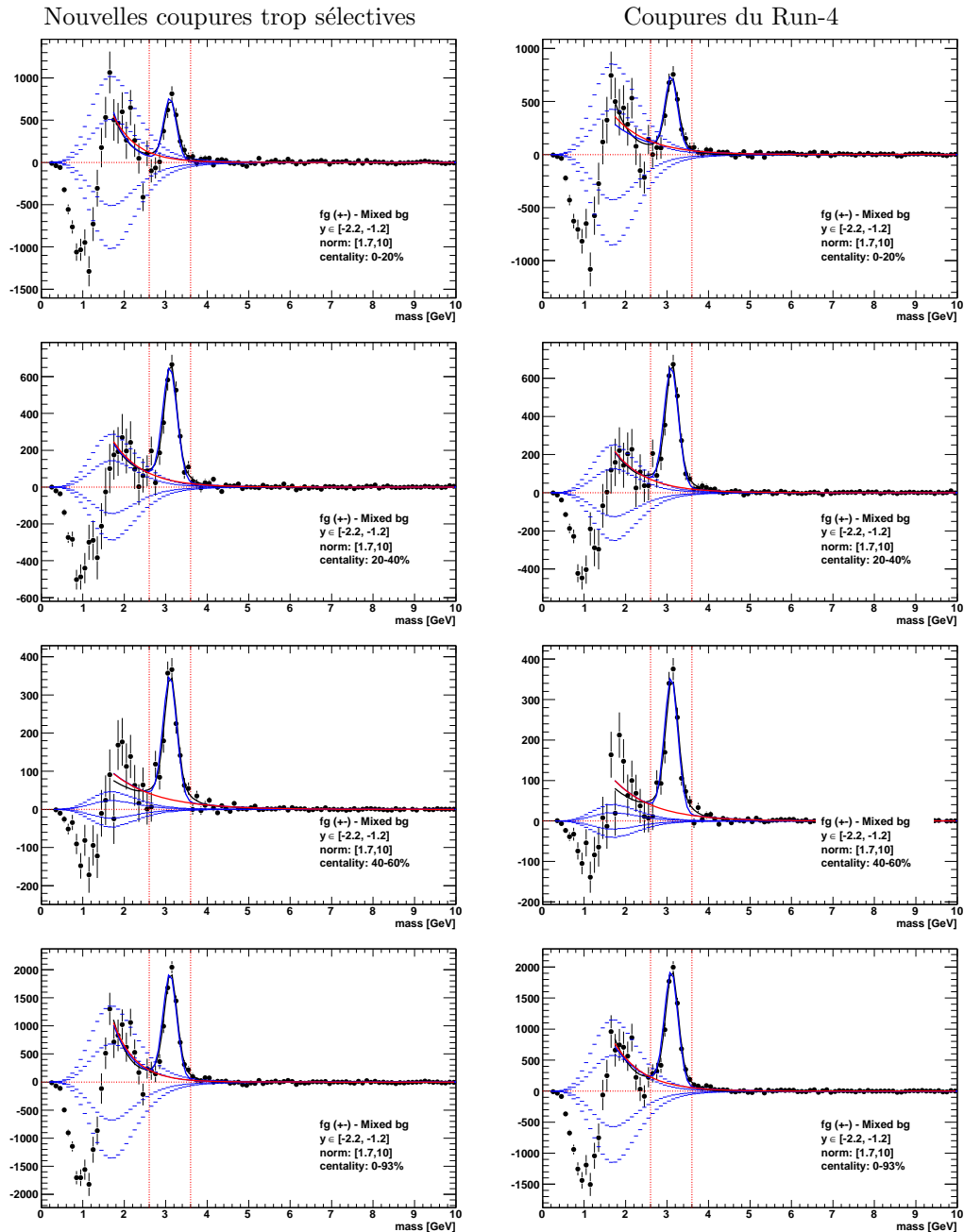
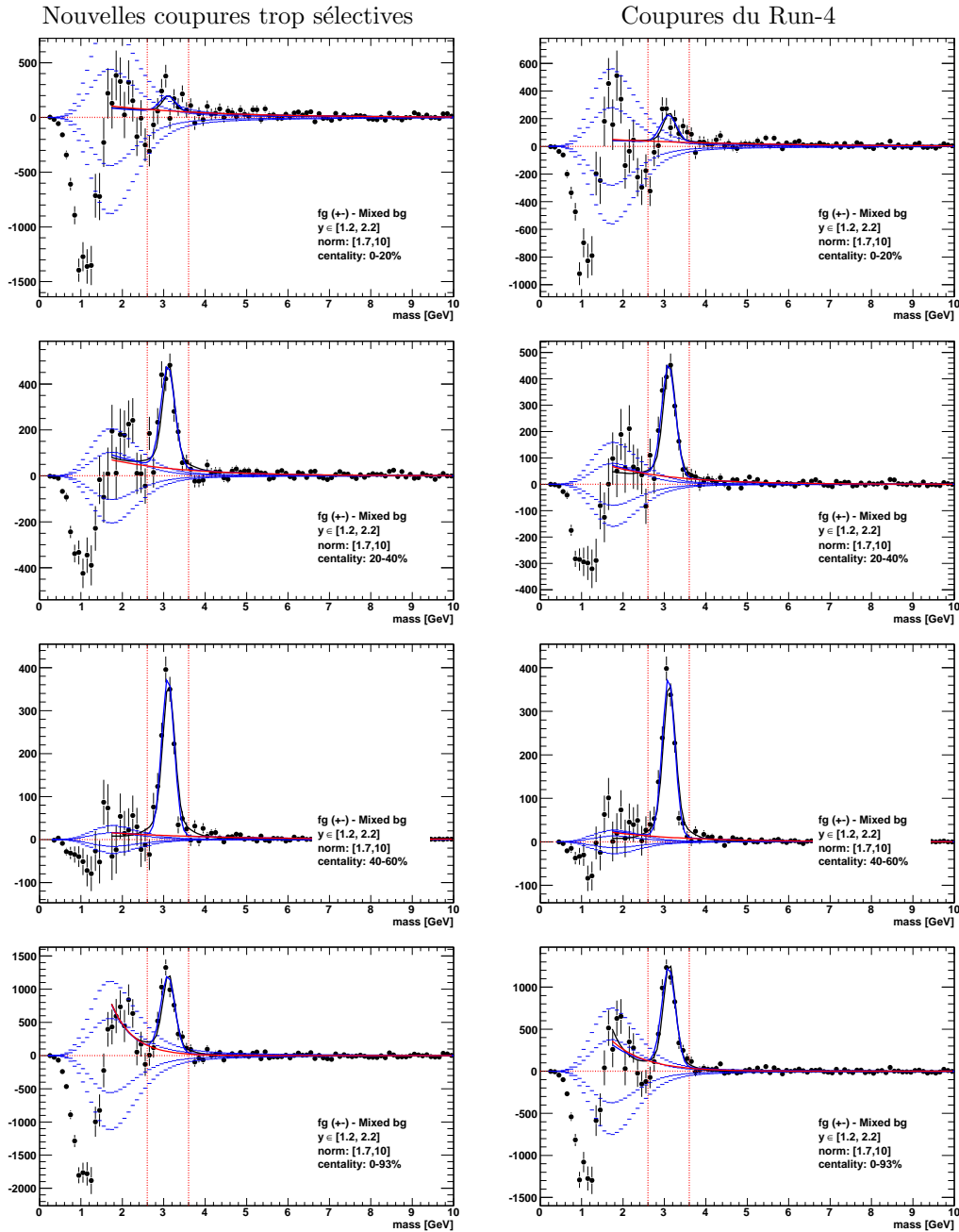


Fig. IV.21 – Distributions de masse invariante pour différents intervalles en centralité, dans le bras Sud. Gauche : en utilisant les nouvelles coupures du Tab. IV.3. Droite : en utilisant les coupures du Run-4.





**Fig. IV.22** – Distributions de masse invariante pour différents intervalles en centralité, dans le bras Nord. Gauche : en utilisant les nouvelles coupures du Tab. IV.3. Droite : en utilisant les coupures du Run-4.

### Coupures choisies pour l'analyse au chapitre V.33

Les différences majeures entre le jeu de coupures du Run-4 et le nouveau jeu de coupures du Tab. IV.3 sont :

- Un  $\chi^2$  des trajectoires plus sélectif dans les deux bras. La limite relativement peu restrictive du Run-4 avait été utilisée parce que les distributions simulées et des données réelles n'avaient pas une bonne correspondance.
- Une coupure sur le  $\chi^2$  vertex moins sélective pour prendre en compte l'élargissement de

la distribution de celui-ci, du sans doutes de l'ajout du détecteur RxnP dans l'acceptance du MuTr.

La dégradation du rapport signal sur bruit ne vient peut-être que du deuxième changement, c'est à dire de la valeur de la coupure du  $\chi^2$  du vertex. Une étude plus approfondie en fonction de la centralité pourrait permettre de comprendre mieux cette dégradation. Par exemple ne changer que la coupure du  $\chi^2$  du vertex pour celle du Run-4 pourrait permettre de profiter des améliorations du  $\chi^2$  des trajectoires tout en évitant de dégrader le rapport signal sur bruit. Cependant, par manque de temps dans l'analyse préliminaire, il a été décidé de laisser de côté les nouvelles coupures sélectives et d'utiliser celles du Run-4. Les résultats du chapitre V.33 utiliseront donc les coupures du Tab. IV.4.

Coupures	Sud	Nord
DG0	20	15
DDG0	9	9
MUTR CHI2NDF	30	30
VTX CHI2NDF	4	30

**Tab. IV.4** – Coupures de qualité utilisées dans l'analyse du chapitre V.33 (le mêmes que celles de l'analyse du Run-4)



# V

## Anisotropie azimutale du $J/\psi$

« Qu'importe l'issue du chemin quand seul compte le chemin parcouru. »

David Le Breton

Comme détaillé dans le paragraphe 1.3, dans les collisions d'ions lourds non centrales, le volume de recouvrement des deux noyaux a une forme ellipsoïdale dans le plan transverse, dont la longueur est perpendiculaire au plan de réaction. Une différence de gradient de pression est créée entre l'axe  $x$  et l'axe  $y$ , différence dont résulte un mouvement collectif anisotrope, comme le rappelle le schéma Fig. V.1. L'expansion du milieu est plus forte dans le plan de réaction. Ainsi, la distribution des particules formées est anisotrope dans le plan azimutal. Cet effet est caractérisé par le flot elliptique,  $v_2$ , décrit dans le paragraphe 1.3. L'anisotropie s'estompe avec l'évolution de la collision, mais le flot elliptique étant additif, il est mesurable à la fin de la réaction.

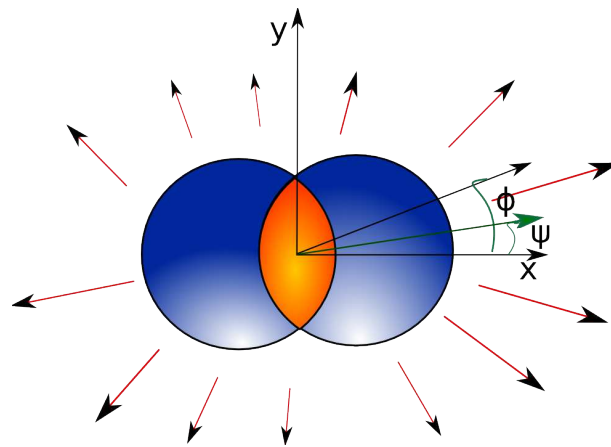


Fig. V.1 – Schéma d'une collision non centrale où s'exercent des gradients de pression.

L'analyse présentée dans ce chapitre porte sur la mesure du flot elliptique du  $J/\psi$ . Les données filtrées par le système de déclenchement de niveau 2 sont utilisées. Dans un premier temps, les méthodes d'extraction du signal sont décrites dans le paragraphe V.1.1 et la procédure d'ajustement du signal dans le paragraphe V.1.2. Le paragraphe V.1.3 présente le nombre de  $J/\psi$  obtenus de cette façon dans les intervalles de centralité et d'impulsion transverse utilisés pour cette analyse. Les corrections d'acceptance  $\times$  efficacité sont estimées dans le paragraphe V.1.4. Ces corrections servent à plusieurs reprises dans l'analyse. Le paragraphe V.1.5 détaille la mesure du taux de production du  $J/\psi$ . Le paragraphe V.2 explique comment le détecteur RxnP est utilisé dans la mesure du plan de réaction. Enfin, la méthode de mesure du flot elliptique est détaillée paragraphe V.3 et les résultats sont présentés paragraphe V.4.

## V.1 Extraction du signal

Pour extraire le signal, les informations relatives à la masse invariante de paires de muons détectés et ayant passés les coupures présentées au paragraphe IV.5.4 sont enregistrées. Les paires peuvent être de même signe ( $++$ ) ou ( $--$ ) ou de signe opposé ( $+-$ ). Sur la Fig. V.2a apparaît la distribution en masse invariante des paires de signe opposé (rouge) et de même signe (bleu) pour le bras Nord sans sélection en centralité. Le signal du  $J/\psi$  correspond à une légère différence entre la distribution des paires de même signe et des paires de signe opposé au voisinage de  $m = 3,1 \text{ GeV}/c^2$  et peut à peine être discerné du bruit de fond situé dessous. Le signal est encore moins visible dans les collisions centrales car le bruit de fond y est encore plus important. Ce bruit de fond comporte plusieurs contributions provenant :

1. d'un continuum de paires corrélées par des mécanismes physiques tels que les muons venant du mécanisme de Drell-Yan [88, 234] ( $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) où l'annihilation se fait par échange d'un photon virtuel, et la production de charme ouvert, désintégration semi-muonique d'une paire de mésons charmés  $D\bar{D}$  ( $g \rightarrow c\bar{c} \rightarrow D\bar{D} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ ). La contribution correspondante au Drell-Yann dans la région en masse du  $J/\psi$  est négligeable.
2. des paires décorréliées constituées de muons provenant d'interactions partoniques différentes, de la désintégrations de pions ou kaons avant le passage dans l'absorbeur frontal, ou de pions et kaons dont l'énergie est suffisante pour pouvoir traverser l'absorbeur et être identifiés (à tort) comme des muons dans le spectromètre.

Différentes méthodes de soustraction du bruit de fond combinatoire sont discutées dans le paragraphe V.1.1 afin d'estimer au mieux le nombre de  $J/\psi$ . Le bruit de fond physique est ajusté et retranché du signal comme expliqué au paragraphe V.1.2.

La Fig. V.2b représente le spectre du signal après soustraction des paires de même signe par l'une de ces méthodes. La contribution décorréliée du bruit de fond domine le spectre de la Fig. V.2a, elle même dominée par les paires formées de muons provenant de la décroissance de pions et kaons. Le spectre soustrait est ajusté par plusieurs fonctions décrites dans le paragraphe V.1.2 afin d'extraire le nombre de  $J/\psi$  correspondant. La résolution obtenue est de 170 MeV, ce qui est plus grand que ce qui est attendue avec des simulations (environ 150 MeV) principalement à cause de la diffusion multiple au niveau de l'absorbeur qui est mal maîtrisée. Un alignement non parfait entre les détecteurs peut également agrandir la résolution mesurée dans les données réelles. Par ailleurs des fluctuations autour de 0 sont visibles pour les masses invariantes inférieures à  $2 \text{ GeV}/c^2$ . Elles sont décrites en détail dans le paragraphe V.1.1. Le Tab. V.1 résume le nombre de  $J/\psi$  obtenus à l'aide de ces ajustements pour le bras Sud et le bras Nord, ainsi que les rapports signal sur bruit associés. Le nombre de  $J/\psi$  mesurés est plus grand dans le bras Sud que dans le bras Nord d'une part parce que plus de données de bonne qualité ont été sélectionnées pour ce bras, et parce que la multiplicité est plus faible dans ce bras ce qui rend la reconstruction des  $J/\psi$  plus simple et résulte en une meilleure efficacité de reconstruction.

	Signal	S/B
Sud	$7503.3 \pm 314.2 \pm 455.0$	$0.0901 \pm 0.0038$
Nord	$4872.0 \pm 281.8 \pm 262.7$	$0.0714 \pm 0.0041$

Tab. V.1 – Signal et signal sur bruit de fond pour chaque bras toutes centralités et  $p_T$  confondus.

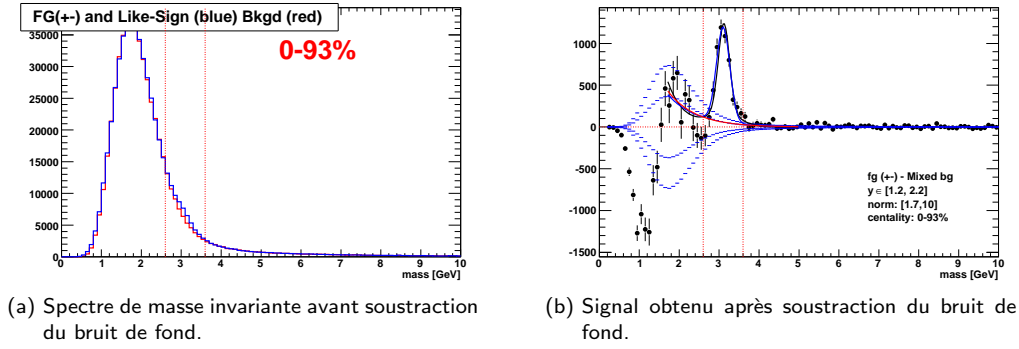


Fig. V.2 – Spectre en masse pour la centralité [0,93]% avant et après soustraction.

### V.1.1 Soustraction du bruit de fond

Les données du Run-5 Cu+Cu [139, 213] ont été analysées en utilisant la méthode de soustraction des paires de même signe. Les problèmes de l'application de cette méthode sur les données du Run-7 sont expliqués au paragraphe V.1.1.1. Les données du Run-5 en p+p [76] et Run-4 Au+Au [140, 211] ont été analysées en utilisant la méthode du mélange d'événements [235] (*event-mixing*). Le paragraphe V.1.1.2 explique en quoi cette méthode ne peut pas être utilisée pour l'analyse des données filtrées de niveau 2 de grande statistique du Run-7. La méthode alternative utilisée dans le reste de l'analyse est décrite au paragraphe V.1.1.3 et combine la soustraction des paires de même signe et le mélange d'événements.

#### V.1.1.1 Soustraction des paires de même signe

##### Principe

Les muons de signe opposé  $\mu^+$  et  $\mu^-$  associés par paires sont utilisés pour obtenir la masse invariante de la particule mère le  $J/\psi$  <sup>(1)</sup>. Pour mettre en évidence la résonance, la méthode de la soustraction des paires de muons de même signe consiste à estimer le bruit de fond combinatoire en comptant le nombre de paires de muons positifs  $N_{++}$  et négatifs  $N_{--}$  qui passent les mêmes coupures que les paires de signe opposé  $N_{+-}$ . Cette méthode fait l'hypothèse que, de part la nature décorrélée des paires que l'on cherche à soustraire, les spectres de masse invariante des paires  $++$ ,  $--$  et  $+-$  correspondant à ce bruit de fond sont similaires. Le signal  $J/\psi$ ,  $S_{+-}$ , est égal à :

$$S_{+-} = N_{+-} - 2 \cdot R \sqrt{N_{++} N_{--}} \quad (\text{V.1})$$

Ici  $R$  représente un facteur correctif qui tient compte d'une asymétrie d'acceptance entre les paires  $(++)$  et  $(--)$ . Il a été vérifié lors d'un changement de signe du champ magnétique que l'acceptance des spectromètres à muons est la même pour ces paires. Cette correction est donc prise égale à l'unité.

L'erreur statistique associée à l'extraction du signal pour chaque intervalle de masse est de la forme :

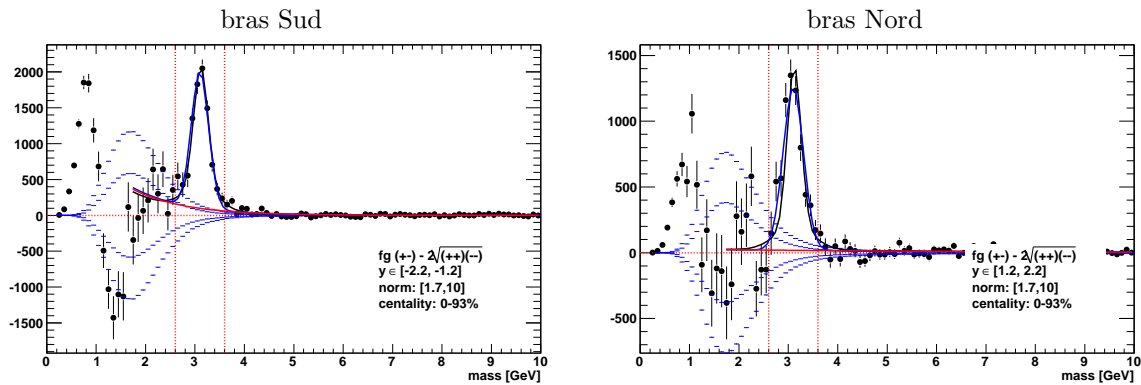
$$\sigma_S = \sqrt{N_{+-} + N_{++} + N_{--}} \quad (\text{V.2})$$

<sup>(1)</sup> La masse invariante d'une particule se désintégrant en deux corps est  $M_{\text{inv}} = \sqrt{(E_{\mu_1} + E_{\mu_2})^2 - (\vec{P}_{\mu_1} + \vec{P}_{\mu_2})^2}$ . Les paires de muons provenant de la désintégration d'un  $J/\psi$  ont une masse invariante égale à la masse du  $J/\psi$  (3,09 GeV/c<sup>2</sup>).

### Signal soustrait

La Fig. V.3 montre les spectres des signaux résultants de la soustraction des paires de même signe pour le bras Sud à gauche et le bras Nord à droite, toutes centralités confondues. Le signal est ajusté par la courbe pleine bleue. La courbe rouge représente le bruit de fond physique. Les courbes en pointillés bleues correspondent au signal soustrait obtenu en faisant varier le facteur  $R$  de l'Eq. (D.1) de  $\pm 2\%$  et  $\pm 1\%$  (voir paragraphe V.1.2 pour une description du détail de l'ajustement et des courbes présentées sur cette figure). Les barres d'erreurs des distributions sont plus grandes pour le bras Nord car c'est le bras où se trouve le plus de bruit de fond (voir Eq. (V.2)).

Les distributions obtenues présentent des distorsions à basse masse ( $M < 2 \text{ GeV}/c^2$ ). Ces distorsions viennent du fait que l'acceptance du MuTr est différente pour les paires de même signe et de signe opposé mais également du fait que le nombre de muons positifs mesurés par le détecteur est différent du nombre de muons négatifs à cause de l'asymétrie de production des  $K^+$  et  $K^-$  qui est peut-être mal pris en compte par l'Eq. (D.1). De telles distorsions sont susceptibles d'affecter le signal. Cette méthode est donc susceptible d'introduire un biais pour les intervalles dans lesquels le rapport signal/bruit est faible. Néanmoins, cette méthode a pu être utilisée pour l'analyse des collisions p+p et Cu+Cu car le rapport signal sur bruit est meilleur pour ces collisions et que les méthodes alternatives ne pouvaient pas être utilisées puisque les données étaient filtrées au niveau du système de déclenchement de niveau 1.



**Fig. V.3** – Distribution de la masse invariante des paires de muons obtenue avec la méthode de soustraction des paires de même signe pour la centralité [0,93]%, à gauche pour le bras Sud et à droite pour le bras Nord.

#### V.1.1.2 Soustraction avec des événements mélangés

##### Principe

À cause des problèmes précédemment cités dans la méthode de soustraction de paires de même signe, celle-ci a été mise de côté pour les résultats de la prise de données de 2004 et une méthode dite d'événements mélangés (*event-mixing*) a été utilisée à la place. Cette méthode permet de prendre en compte correctement les différences d'acceptance entre les paires de même signe et les paires de signe opposé. Le bruit de fond combinatoire est reproduit statistiquement grâce au mélange d'événements. La méthode consiste à combiner systématiquement toutes les trajectoires d'un événement avec les trajectoires des  $N$  événements précédents. Le nombre de paires combinatoires produites est  $N$  fois le nombre de

paires formées avec les muons venant du même évènement, sauf si un évènement est rejeté à cause d'une coupure sur la paire, au quel cas le compteur des évènements mélangés n'est pas incrémenté. La profondeur du réservoir d'évènements précédents est de  $N = 5$  pour ces analyses.

La forme de la distribution en masse invariante dépend de l'intervalle en centralité, en vertex de la collision, et en plan de réaction considéré. Les deux évènements utilisés pour mélanger les muons et former une paire doivent donc avoir les mêmes caractéristiques pour chacune de ces variables pour que la distribution en masse invariante correspondante soit similaire à celle obtenue pour les paires appartenant au même évènement. Pour cela, des partitions en centralité, vertex et plan de réaction sont réalisées, et seuls des muons appartenant à des évènements d'une même partition sont utilisés pour le mélange. Dans cette analyse, les partitions choisies sont : 20 intervalles en centralité, 20 intervalles vertex, et 10 intervalles pour l'angle du plan de réaction.

### Normalisation

Le nombre de  $J/\psi$  est obtenu selon la formule :

$$S_{+-} = FG_{+-} - K_{+-} \cdot BG_{+-} \quad (\text{V.3})$$

Avec  $FG_{+-}$  les paires de muons formées à partir de muons d'un même évènement,  $BG_{+-}$  les paires de muons provenant d'évènements différents et  $K_{+-}$  le facteur de normalisation permettant de rapporter le nombre de paires mélangées au nombre de paires du même évènement. Ce facteur est estimé à l'aide des distributions de même signe :

$$K_{+-} = 2\sqrt{K_{++} \cdot K_{--}} \quad (\text{V.4})$$

avec

$$K_{++} = \frac{\int FG_{++}}{\int BG_{++}} \quad (\text{V.5})$$

et

$$K_{--} = \frac{\int FG_{--}}{\int BG_{--}} \quad (\text{V.6})$$

Les intégrales utilisées dans les Eqs. (V.5) et (V.6) sont réalisées sur un intervalle en masse invariante beaucoup plus grand que celui correspondant au  $J/\psi$ . Dans les analyses utilisant cette méthode, l'intervalle considéré est  $[1, 7; 5]$ . De cette façon l'incertitude sur  $K_{++}$ ,  $K_{--}$  et  $K_{+-}$  est négligeable devant celle des autres termes de l'Eq. (V.3), et l'incertitude statistique sur le signal s'écrit :

$$\sigma_S \simeq \sqrt{FG_{+-} + K_{+-}^2 BG_{+-}} \quad (\text{V.7})$$

Dans la mesure où beaucoup plus de paires mélangées sont générées par rapport au nombre de paires de muons d'un même évènement, le second terme du membre de droite de l'Eq. (V.7) est négligeable devant le premier. Pour cette raison, l'erreur statistique sur le signal est plus petite d'environ  $\sqrt{2}$  par rapport à l'incertitude de la méthode utilisant les paires de même signe (voir Eq. (V.2)) pour les intervalles où le signal sur bruit est faible.



### Signal soustrait

Les Fig. V.4 et Fig. V.5 présentent la masse invariante des paires après soustraction du bruit de fond mélangé pour plusieurs classes de centralités (de haut en bas : [0,20]%, [20,40]%, [40,60]%, [0,93]%) pour bras Sud Fig. V.4 et le bras Nord Fig. V.5. Les figures des colonnes de gauche représentent les distributions de même signe, après soustraction des paires mélangées correspondantes :

$$S_{\text{like}} = \text{FG}_{\text{like}} - K_{\text{like}} \cdot \text{BG}_{\text{like}} \quad (\text{V.8})$$

Avec

$$\text{FG}_{\text{like}} = 2\sqrt{\text{FG}_{++} \cdot \text{FG}_{--}} \quad (\text{V.9})$$

la distribution des paires de même signe appartenant au même évènement,

$$\text{BG}_{\text{like}} = 2\sqrt{\text{BG}_{++} \cdot \text{BG}_{--}} \quad (\text{V.10})$$

la distribution des paires de même signe provenant de muons appartenant à des évènements différents, et

$$K_{\text{like}} = 2\sqrt{K_{++} \cdot K_{--}} \quad (\text{V.11})$$

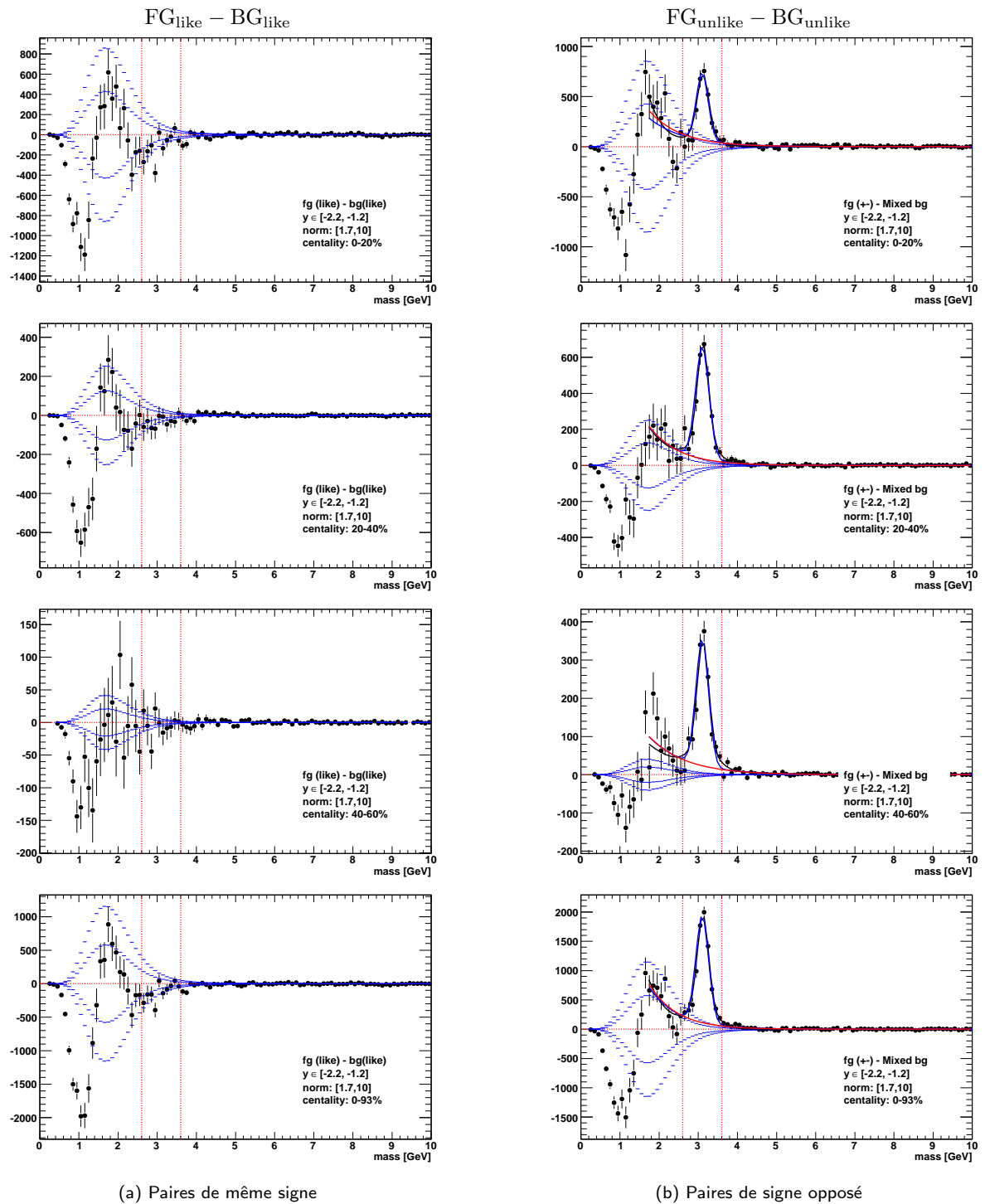
le facteur de normalisation approprié obtenu de façon identique à l'Eq. (V.4). Par construction, le facteur de normalisation des paires de même signe  $K_{\text{like}}$  et celui des paires de signe opposé,  $K_{+-}$  ont la même expression.

Les distributions  $\text{FG}_{\text{like}}$  et  $\text{BG}_{\text{like}}$  permettent de contrôler la qualité de la reproduction du bruit de fond des mêmes évènements par les distributions des évènements mélangés. En effet, les distributions des paires de même signe ne devraient contenir que des paires de muons décorrélés (appartenant au bruit de fond combinatoire) et aucune paire corrélée correspondant à un signal physique. Une technique de mélange d'évènements devrait naturellement être capable de reproduire de telles distributions. La distribution soustraite devrait donc être plate, mais des distorsions sont visibles pour  $M < 2,6 \text{ GeV}/c^2$ .

Les figures des colonnes de droite représentent les distributions de paires de signe opposé, après soustraction des paires mélangées correspondantes, selon l'Eq. (V.3). Les erreurs obtenues sur les distributions de signal (colonnes de droite) sont réduites par rapport à la Fig. V.3. Pour les masses  $M < 2,6 \text{ GeV}/c^2$ , des distorsions sont encore visibles dans les distributions soustraites. La forme de ces distorsions est semblable à celle obtenue avec les paires de même signe (colonnes de gauche) et leur amplitude est plus petite pour certains intervalles comme le montre les panneaux du bas de la Fig. V.4. Il en est de même pour l'intervalle intégré en centralité du bras Nord (panneau du bas de la Fig. V.5). Dans le cas de la soustraction des paires de même signe (paragraphe V.1.1.1) et de la soustraction des évènements mélangés, les distorsions sont plus larges pour les évènements centraux, et l'effet devient négligeable pour les centralités plus grandes que 40%. Elles sont également plus grandes pour le bras Nord que pour le bras Sud.

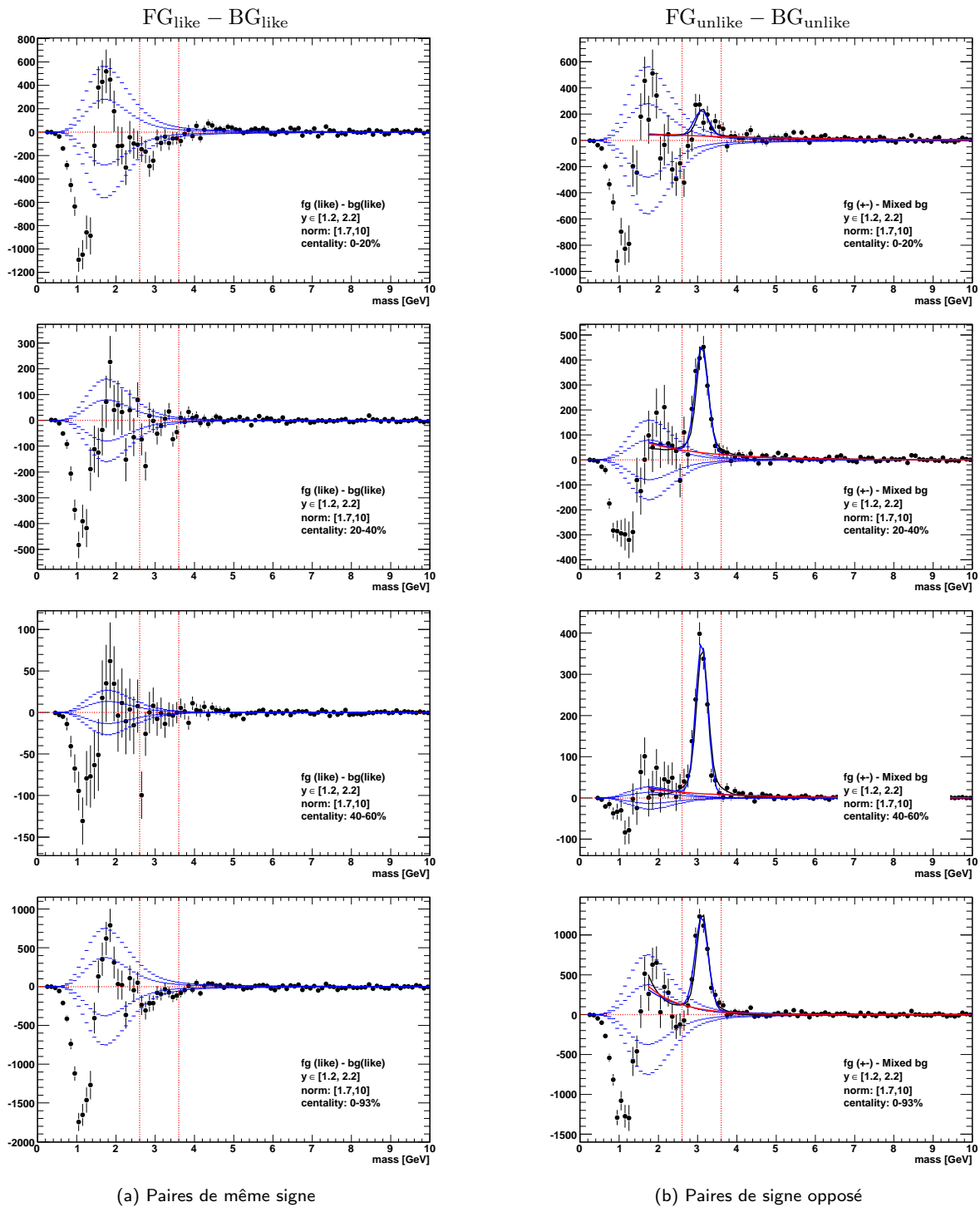
Ces distorsions sont interprétées comme une conséquence de l'utilisation d'évènements filtrés par l'algorithme de niveau 2 (voir paragraphe IV.3) pour la méthode du mélange d'évènements. Deux raisons pourraient générer les distorsions observés lors de l'utilisation du mélange d'évènements :

- Un biais peut être introduit dans le mélange d'évènements car il est possible de sélectionner deux muons appartenant à des évènements ne satisfaisant pas les critères de l'algorithme de niveau 2, mais de former avec ceux-ci une paire qui elle satisferait ces critères. De telles paires sont absentes des spectres obtenus en n'utilisant que des évènements répondant aux critères de niveau 2.



**Fig. V.4** – Distributions de la masse invariante obtenues avec la méthode de soustraction du bruit de fond utilisant le mélange d'événements pour différents intervalles en centralité dans le bras Sud.

- D'autre part, le code de reconstruction complet, tel que décrit dans le paragraphe III.1, est différent de celui utilisé pour le filtrage de niveau 2, et les routes du MuID obtenues par celui-ci ont une résolution nettement meilleure que celles utilisées pour le filtrage. Pour cette raison il n'est pas possible d'appliquer les critères du filtre de niveau 2 directement sur les routes obtenues par la reconstruction complète. Pour palier à ce problème, les routes provenant de la reconstruction complète sont associées à celles provenant de l'algorithme



**Fig. V.5** – Distributions de la masse invariante obtenues avec la méthode de soustraction du bruit de fond utilisant le mélange d'événements pour différents intervalles en centralité dans le bras Nord.

de niveau 2 à l'aide d'un critère de proximité. À cause de la mauvaise résolution des routes provenant de l'algorithme de niveau 2, ce critère de proximité est grossier, et l'association est parfois ambiguë, ce qui est susceptible d'introduire des biais supplémentaires dans les distributions de la masse invariante obtenues après application de ces critères [235].

Pour les distributions des paires de même signe (colonnes de gauche des Fig. V.4 et Fig. V.5),

les distorsions semblent s'étendre en dessous de la région en masse du  $J/\psi$  (entre 2,6 et 3,6  $\text{GeV}/c^2$ ), en particulier pour les événements les plus centraux (panneaux en haut à gauche). Il n'est pas possible de vérifier si les distorsions s'étendent de la même manière pour les distributions de paires de signe opposé (colonnes de droite des Fig. V.4 et Fig. V.5) à cause de la présence du signal  $J/\psi$ . Cependant, s'il y a des distorsions sous le  $J/\psi$ , un tel effet pourrait créer un biais qui réduirait artificiellement le nombre de  $J/\psi$  extraits des panneaux de droite des Fig. V.4 et Fig. V.5, ce qui affecterait à la fois les mesures du taux de production et du flot elliptique du  $J/\psi$ .

## Conclusion

Utiliser les spectres de signaux tels que ceux des colonnes de droite Fig. V.4 et Fig. V.5 biaise le signal car celui-ci est sous-estimé dans les intervalles où les distorsions sont importantes. En principe, les distorsions observées avec la méthode des événements mélangés étaient également présentes pour les résultats publiés du Run-4 [140]. Cependant, leur effet est le plus important dans l'intervalle le plus central du bras Nord, pour lequel il n'avait pas été possible d'extraire un signal significatif en raison de la trop faible statistique disponible, et qui n'avait donc pas été utilisé dans l'analyse correspondante. Pour les autres intervalles, en raison du faible nombre d'événements disponibles, les fluctuations statistiques n'avaient pas permis de mettre en évidence cet effet. La statistique du Run-7 étant plus importante que celle du Run-4 [140], ces distorsions doivent être maîtrisées pour pouvoir estimer le signal correctement dans tous les intervalles en centralité. Pour contourner ce problème une méthode alternative, décrite dans le paragraphe suivant, a été mise en oeuvre pour l'analyse du Run-7.

### V.1.1.3 Combinaison du mélange d'événements et des spectres des paires de même signe

#### Principe

Pour compenser les distorsions observées avec l'utilisation du mélange d'événements, une solution est de combiner les distributions des événements mélangés avec les distributions des paires de même signe, et d'utiliser ainsi toute l'information disponible :

1. Les distributions d'événements mélangés permettent de s'affranchir du biais d'acceptance entre les paires de même signe et les paires de signe opposé décrit dans le paragraphe V.1.1.1.
2. Les distributions des paires de même signe sont utilisées pour prendre en compte le biais observé au paragraphe V.1.1.2 du à l'utilisation de l'algorithme de niveau 2 pour filtrer les événements : les distributions des paires venant d'événements mélangés et des mêmes événements sont différentes.

L'Eq. (V.12) est celle utilisée pour effectuer la soustraction combinée du bruit de fond :

$$S_{+-} = FG_{+-} - FG_{\text{like}} \frac{BG_{+-}}{BG_{\text{like}}} \quad (\text{V.12})$$

Avec  $S_{+-}$ , le signal des paires de signe opposé,  $FG_{+-}$ , les paires de signe opposé formées avec des muons du même événement,  $FG_{\text{like}}$ , les paires de même signe formées avec des muons du même événement,  $BG_{+-}$ , les paires de signe opposé formées à partir de muons d'événements différents et  $BG_{\text{like}}$ , les paires de même signe formées avec des muons d'événements différents.

**Signal soustrait**

Les distributions résultantes sont présentées Fig. V.6. Les barres d'erreur dans la région de basse masse ( $M < 2,6 \text{ GeV}/c^2$ ) sont plus grandes que celles de la méthode des événements mélangés car les distributions des paires de même signe formées à partir des mêmes événements  $\text{FG}_{\text{like}}$  sont également utilisées (voir Eq. (V.8)) comme dans le cas de la soustraction des paires de même signe (voir Eq. (D.1)). Les distorsions observées Fig. V.3, Fig. V.4 et Fig. V.5 pour  $M < 2,6 \text{ GeV}/c^2$  ont été réduites. Le signal positif restant à basse masse vient des paires de muons qui sont corrélés par un processus physique tel que la production de charme ouvert pour les basses masses, ou les processus Drell-Yan et de beauté ouverte à masses plus grande. Le nombre de  $J/\psi$  mesurés dans chaque intervalle et pour chaque technique de soustraction est résumé dans les Tab. V.2 et Tab. V.3. Le signal du  $J/\psi$  a augmenté de façon importante dans les événements centraux par rapport aux résultats utilisant le mélange d'évènements seul. Par contre il est plus petit que lorsque la soustraction des paires de même signe est utilisée car le biais sous le  $J/\psi$  n'est plus là.

centralité	paires de même signe	<i>event-mixing</i>	soustraction combinée
[0, 20]	$3482.4 \pm 343.9 \pm 76.7$	$2622.9 \pm 219.4 \pm 358.8$	$3269.9 \pm 343.2 \pm 140.5$
[20, 40]	$3256.8 \pm 184.2 \pm 53.3$	$2741.4 \pm 147.8 \pm 92.2$	$3032.0 \pm 200.4 \pm 14.7$
[40, 60]	$1466.1 \pm 85.7 \pm 63.9$	$1374.4 \pm 71.6 \pm 67.9$	$1538.1 \pm 95.6 \pm 56.1$
[60, 80]	$562.5 \pm 33.7 \pm 20.5$	$524.8 \pm 34.5 \pm 36.3$	$569.3 \pm 40.1 \pm 25.3$
[80, 100]	$82.4 \pm 10.6 \pm 2.9$	$81.3 \pm 10.4 \pm 2.4$	$81.0 \pm 10.6 \pm 3.0$
[0, 100]	$8570.3 \pm 403.5 \pm 180.3$	$7676.4 \pm 323.4 \pm 486.2$	$8363.6 \pm 411.3 \pm 239.3$

**Tab. V.2** – Nombre de  $J/\psi$  mesurés dans le bras Sud pour différentes centralités pour chaque type de soustraction de bruit de fond.

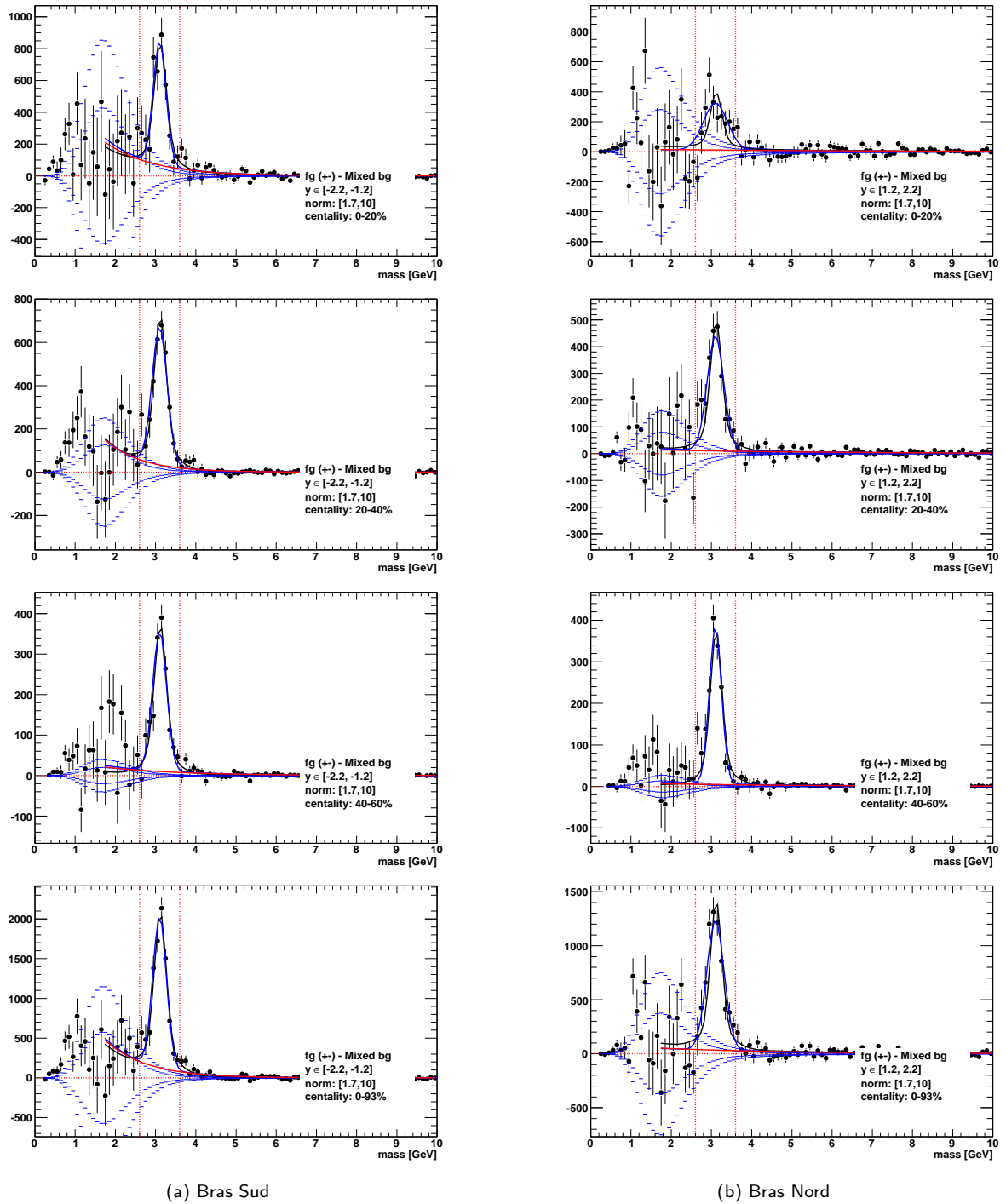
centralité	paires de même signe	<i>event-mixing</i>	soustraction combinée
[0, 20]	$1939.8 \pm 300.4 \pm 268.7$	$796.6 \pm 222.3 \pm 300.1$	$1979.0 \pm 313.9 \pm 315.4$
[20, 40]	$2263.4 \pm 176.0 \pm 103.7$	$1828.2 \pm 137.5 \pm 72.6$	$2221.0 \pm 188.1 \pm 133.2$
[40, 60]	$1492.8 \pm 74.4 \pm 88.6$	$1454.3 \pm 64.5 \pm 67.8$	$1550.6 \pm 81.0 \pm 88.7$
[60, 80]	$489.6 \pm 30.8 \pm 24.8$	$448.1 \pm 32.5 \pm 22.0$	$466.0 \pm 41.2 \pm 15.4$
[80, 100]	$120.3 \pm 12.4 \pm 6.8$	$138.3 \pm 11.9 \pm 24.6$	$121.3 \pm 12.4 \pm 6.3$
[0, 100]	$6334.0 \pm 350.4 \pm 248.9$	$4969.9 \pm 267.3 \pm 306.3$	$6307.3 \pm 406.1 \pm 327.2$

**Tab. V.3** – Nombre de  $J/\psi$  mesurés dans le bras Nord pour différentes centralités pour chaque type de soustraction de bruit de fond.

**Conclusion : quelle méthode de soustraction du bruit de fond utiliser ?**

La méthode de soustraction combinée permet donc de s'affranchir des biais évoqués dans les paragraphes V.1.1.1 et V.1.1.2. L'estimation du nombre de  $J/\psi$  est donc plus correcte que pour ces deux méthodes, mais en contre partie, les incertitudes sont plus grandes que celles obtenues avec la méthode utilisant le mélange d'évènements (elles sont du même ordre que celles obtenues avec la méthode utilisant les paires de même signe). Cette méthode sera utilisée pour la mesure du flot elliptique du  $J/\psi$  dans le reste du manuscrit. Le nombre de  $J/\psi$  obtenus avec cette méthode dans les bras Sud et Nord, toutes centralités confondues, est donné dans la dernière ligne (colonne de droite) des Tab. V.2 et Tab. V.3 respectivement. La signification des erreurs associées à ce nombre est décrite dans le prochain paragraphe.

L'évaluation quantitative de l'influence des distorsions sur le signal pour les données publiées



**Fig. V.6** – Distributions de la masse invariante obtenues avec la soustraction du bruit de fond combinée pour différentes centralités.

du Run-4 [140] est délicate car la statistique de ces données est faible et l'ajout du facteur  $\sqrt{2}$  venant avec la méthode de soustraction combinée augmente encore les barres d'erreurs. L'utilisation des données de biais minimum du Run-7 pourra aider à quantifier l'erreur sur les mesures du Run-4 en comparant les résultats avec et sans filtrage de niveau 2.

### V.1.2 Ajustement du signal

Les spectres des signaux soustraits présentés dans la paragraphe V.1.1 ont été ajustés avec trois fonctions. Ceci permet d'estimer de façon précise le nombre de  $J/\psi$  mesurés. Ce sont les mêmes fonctions que celles utilisées dans la référence [140].

1. Une fonction gaussienne de largeur variable et dont la valeur moyenne est centrée sur la masse du  $J/\psi$ , associée à une fonction exponentielle pour prendre en compte la forme du bruit de fond physique discuté en introduction de cette section, mais aussi une erreur possible sur la normalisation. Le centre de la gaussienne est fixé à  $3,1 \text{ GeV}/c^2$  et sa largeur peut varier entre  $150$  et  $300 \text{ MeV}/c^2$ . L'intégrale de la gaussienne dans l'intervalle  $[1,7;5] \text{ GeV}/c^2$  donne une estimation du nombre de  $J/\psi$ .
2. Une fonction composée de deux gaussiennes dont la largeur a été fixée à partir de la mesure du spectre en masse obtenu pour les collisions p+p du Run-5, et dont la valeur moyenne est centrée sur la masse du  $J/\psi$ , combinée avec une exponentielle. La présence de la deuxième gaussienne permet de décrire la queue de distribution observée sur les données p+p du Run-5 qui ne peut pas être attribuée au bruit de fond (négligeable dans les collisions p+p) mais vient plutôt des trajectoires qui passeraient dans des régions défectueuses du détecteur, pour lesquelles la résolution sur l'impulsion des particules est détériorée (en raison par exemple de désalignements ou d'un nombre réduit de plans de détections disponibles pour la mesure). Ces deux gaussiennes sont définies d'après les observations des spectres en p+p. Le centre des deux gaussiennes est fixé à  $3,12 \text{ GeV}/c^2$ . Leurs largeurs sont fixées à  $146$  et  $351 \text{ MeV}$  dans le bras Sud, contre  $150$  et  $400 \text{ MeV}$  dans le bras Nord. Le rapport de leurs intégrales respectives est également fixé et vaut  $0,30$  dans le bras Sud et  $0,28$  dans le bras Nord.
3. Une fonction exponentielle qui ajuste le bruit de fond résiduel physique sur un domaine en masse dont la région correspondant au  $J/\psi$  ( $M \in [2,6;2,6]$ ) a été exclue. Le nombre d'entrées dans la région en masse du  $J/\psi$   $[2,6;3,6] \text{ GeV}/c^2$  est comptabilisé au dessus de l'interpolation de cette exponentielle dans cet intervalle.

La moyenne des nombres de  $J/\psi$  obtenus avec ces trois méthodes correspond à l'amplitude du signal. La moyenne des erreurs statistiques est utilisée comme erreur statistique du signal car ces trois erreurs sont très corrélées.

La forme du signal n'est pas connue exactement. Les fonctions utilisées pour l'ajustement ne sont que des approximations. Une erreur systématique est associée à l'incertitude sur la forme du signal. Elle est estimée des façon suivante :

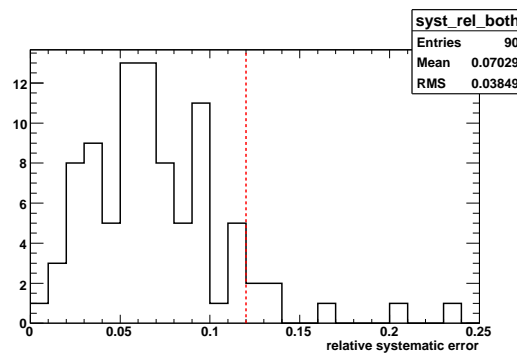
- Ajout d'un facteur de correction de  $1 \pm 0,02^{(2)}$ , soit une incertitude de 2% sur le second terme de l'Eq. (V.12). Ceci prend en compte le fait que l'amplitude absolue du bruit de fond combinatoire des événements mélangés des paires de même signe peut ne pas reproduire parfaitement celui des paires de signe opposé.
- Variation de la région en masse utilisée pour l'ajustement. Trois valeurs de limite inférieure sont testées :  $1,5$ ,  $1,7$  and  $2,0 \text{ GeV}/c^2$ .
- Pour chaque configuration ci-dessus, les trois ajustements sont effectués.

Ceci revient à obtenir 27 valeurs (trois facteurs de correction, trois fenêtres en masse, trois

<sup>(2)</sup> Cette valeur a été obtenue après des études sur la normalisation avec des données de biais minimum [235]

fonctions d'ajustement). La RMS de ces valeurs est utilisée comme erreur systématique associée au nombre de  $J/\psi$ .

La Fig. V.7 représente la distribution des erreurs systématiques relatives obtenues pour tous les intervalles en azimut ( $\phi - \psi$ ), impulsion transverse  $p_T$  et centralité utilisés dans cette analyse. Cette distribution est assez large et il ne semble pas y avoir de corrélations prononcées entre la valeur de l'erreur, la centralité et le  $p_T$ . L'erreur systématique varie donc de façon significative entre les intervalles, peut-être en fonction des fluctuations statistiques des distributions en masse correspondantes. En raison de ces variations, une valeur globale unique a été utilisée pour tous les intervalles. Celle-ci a été estimée à l'aide de la valeur moyenne et de l'écart type de la distribution de la Fig. V.7. L'erreur appliquée à tous les intervalles comme erreur systématique relative sur le signal est de 12 % (somme de la moyenne et de l'écart type de la distribution).



**Fig. V.7** – Distribution de l'erreur systématique relative du nombre de  $J/\psi$  pour les intervalles en ( $\phi - \psi$ ),  $p_T$  et centralité.

### V.1.3 Nombre de $J/\psi$

Les nombres de  $J/\psi$  et le rapport signal sur bruit, pour chaque bras, avant correction par l'acceptance et l'efficacité, et en utilisant la méthode de soustraction du signal combiné, sont résumés dans les Tab. V.4 à Tab. V.7. Les Tab. V.4 et Tab. V.5 donnent le nombre de  $J/\psi$  par intervalles en centralité de 10%. Les erreurs sur le signal correspondent aux erreurs statistiques et aux erreurs non corrélées entre les points d'une part, ainsi qu'aux erreurs systématiques corrélées entre les points d'autre part. Le plus grand nombre de  $J/\psi$  est mesuré dans la centralité [20,30]%. Plus la valeur de la centralité est grande, c'est à dire plus les collisions sont périphériques, plus le rapport signal sur bruit s'améliore. Au total  $8158.7 \pm 408.8 \pm 250.9$   $J/\psi$  ont été mesurés dans le bras Sud pour la centralité [0, 100]%, et  $6121.8 \pm 408.2 \pm 340.7$  dans le bras Nord<sup>(3)</sup>. Le rapport signal sur bruit dans les centralités entre 20% et 60% varie entre 0,1 et 0,7(0,8) pour le bras Sud (Nord).

Les Tab. V.6 et Tab. V.7 donnent le nombre de  $J/\psi$  et le signal sur bruit par intervalles en impulsion transverse pour les intervalles en centralité [20,40]%, [40,60]% et [20,60]% et pour chaque bras, en utilisant la méthode de soustraction du bruit de fond combinée. Les valeurs montrent que le nombre de  $J/\psi$  est le plus important pour l'intervalle [1,2] GeV/c. Le signal sur bruit est quand à lui meilleur pour l'intervalle [3,5] GeV/c.

<sup>(3)</sup> Les valeurs données dans ces deux jeux de tableau ne correspondent pas exactement au même nombre d'évènement que les Tab. V.2 et Tab. V.3. Un petit nombre de périodes de prises de données supplémentaires ont été supprimées des données de ces tableaux.



centralité	signal $\pm$ stat $\pm$ syst	S/B
[0, 10]	1531.4 $\pm$ 284.1 $\pm$ 36.5	0.0417 $\pm$ 0.0077
[10, 20]	1694.7 $\pm$ 198.2 $\pm$ 90.8	0.0718 $\pm$ 0.0084
[20, 30]	1704.2 $\pm$ 165.8 $\pm$ 25.4	0.1341 $\pm$ 0.0130
[30, 40]	1227.5 $\pm$ 112.2 $\pm$ 47.2	0.2046 $\pm$ 0.0187
[40, 50]	839.0 $\pm$ 78.5 $\pm$ 43.2	0.3394 $\pm$ 0.0318
[50, 60]	538.2 $\pm$ 47.2 $\pm$ 60.1	0.6697 $\pm$ 0.0588
[60, 70]	356.2 $\pm$ 34.4 $\pm$ 14.7	1.6277 $\pm$ 0.1574
[70, 80]	150.7 $\pm$ 28.1 $\pm$ 26.8	1.4739 $\pm$ 0.2745
[80, 100]	81.8 $\pm$ 10.6 $\pm$ 2.9	6.6870 $\pm$ 0.8656
[0, 100]	8158.7 $\pm$ 408.8 $\pm$ 250.9	0.0988 $\pm$ 0.0049

**Tab. V.4** – Nombre de  $J/\psi$  en fonction de la centralité dans le bras Sud.

centralité	signal $\pm$ stat $\pm$ syst	S/B
[0, 10]	1041.4 $\pm$ 245.5 $\pm$ 230.7	0.0339 $\pm$ 0.0080
[10, 20]	887.8 $\pm$ 225.1 $\pm$ 100.9	0.0483 $\pm$ 0.0123
[20, 30]	1161.2 $\pm$ 151.9 $\pm$ 97.9	0.1159 $\pm$ 0.0152
[30, 40]	951.3 $\pm$ 104.2 $\pm$ 66.4	0.1929 $\pm$ 0.0211
[40, 50]	875.7 $\pm$ 65.8 $\pm$ 50.9	0.4451 $\pm$ 0.0334
[50, 60]	584.3 $\pm$ 47.3 $\pm$ 22.7	0.7964 $\pm$ 0.0645
[60, 70]	279.1 $\pm$ 34.8 $\pm$ 14.2	1.1445 $\pm$ 0.1425
[70, 80]	188.2 $\pm$ 17.0 $\pm$ 6.5	5.7302 $\pm$ 0.5169
[80, 100]	118.4 $\pm$ 12.3 $\pm$ 6.0	7.6140 $\pm$ 0.7927
[0, 100]	6121.8 $\pm$ 408.2 $\pm$ 340.7	0.0914 $\pm$ 0.0061

**Tab. V.5** – Nombre de  $J/\psi$  en fonction de la centralité dans le bras Nord.

cent	$p_T$	signal $\pm$ stat $\pm$ syst	S/B
[20, 40]	[0, 1]	698.2 $\pm$ 112.0 $\pm$ 37.0	0.0158 $\pm$ 0.0158
[20, 40]	[1, 2]	1144.7 $\pm$ 127.0 $\pm$ 29.9	0.0163 $\pm$ 0.0163
[20, 40]	[2, 3]	768.6 $\pm$ 86.6 $\pm$ 9.4	0.0325 $\pm$ 0.0325
[20, 40]	[3, 5]	282.1 $\pm$ 48.4 $\pm$ 25.4	0.0476 $\pm$ 0.0476
[40, 60]	[0, 1]	438.6 $\pm$ 51.8 $\pm$ 41.2	0.0443 $\pm$ 0.0443
[40, 60]	[1, 2]	559.8 $\pm$ 58.5 $\pm$ 18.2	0.0430 $\pm$ 0.0430
[40, 60]	[2, 3]	248.0 $\pm$ 37.1 $\pm$ 8.1	0.0715 $\pm$ 0.0715
[40, 60]	[3, 5]	152.7 $\pm$ 23.2 $\pm$ 18.4	0.1346 $\pm$ 0.1346
[20, 60]	[0, 1]	1130.5 $\pm$ 122.2 $\pm$ 79.5	0.0148 $\pm$ 0.0148
[20, 60]	[1, 2]	1712.9 $\pm$ 139.7 $\pm$ 38.6	0.0153 $\pm$ 0.0153
[20, 60]	[2, 3]	1015.3 $\pm$ 90.4 $\pm$ 14.3	0.0284 $\pm$ 0.0284
[20, 60]	[3, 5]	429.0 $\pm$ 53.2 $\pm$ 37.0	0.0444 $\pm$ 0.0444

**Tab. V.6** – Nombre de  $J/\psi$  en fonction de l'impulsion transverse dans le bras Sud pour les centralités de l'analyse du flot elliptique.

#### V.1.4 Correction d'acceptance $\times$ efficacité

Les corrections d'acceptance $\times$ efficacité sont nécessaires pour calculer le taux de production du  $J/\psi$ , c'est à dire le nombre de  $J/\psi$  produits, dans un intervalle en rapidité, impulsion transverse, et centralité donné, à partir du nombre de  $J/\psi$  mesurés dans le spectromètre pour ce même intervalle. L'intérêt du taux de production du  $J/\psi$  pour cette analyse sera décrit dans le paragraphe V.1.5.1.

cent	$p_T$	signal $\pm$ stat $\pm$ syst	S/B
[20, 40]	[0, 1]	610.1 $\pm$ 104.3 $\pm$ 64.5	0.0197 $\pm$ 0.0197
[20, 40]	[1, 2]	763.8 $\pm$ 109.4 $\pm$ 67.5	0.0180 $\pm$ 0.0180
[20, 40]	[2, 3]	330.2 $\pm$ 65.4 $\pm$ 21.3	0.0279 $\pm$ 0.0279
[20, 40]	[3, 5]	328.6 $\pm$ 49.1 $\pm$ 20.6	0.0501 $\pm$ 0.0501
[40, 60]	[0, 1]	457.4 $\pm$ 45.8 $\pm$ 28.1	0.0454 $\pm$ 0.0454
[40, 60]	[1, 2]	566.0 $\pm$ 54.3 $\pm$ 16.7	0.0485 $\pm$ 0.0485
[40, 60]	[2, 3]	272.9 $\pm$ 31.1 $\pm$ 15.2	0.0819 $\pm$ 0.0819
[40, 60]	[3, 5]	161.4 $\pm$ 21.2 $\pm$ 18.4	0.1344 $\pm$ 0.1344
[20, 60]	[0, 1]	1050.5 $\pm$ 120.8 $\pm$ 86.7	0.0191 $\pm$ 0.0191
[20, 60]	[1, 2]	1321.7 $\pm$ 122.7 $\pm$ 91.5	0.0170 $\pm$ 0.0170
[20, 60]	[2, 3]	599.5 $\pm$ 71.8 $\pm$ 29.3	0.0263 $\pm$ 0.0263
[20, 60]	[3, 5]	501.0 $\pm$ 52.0 $\pm$ 10.6	0.0461 $\pm$ 0.0461

**Tab. V.7** – Nombre de  $J/\psi$  en fonction de l’impulsion transverse dans le bras Nord pour les centralités de l’analyse du flot elliptique.

#### V.1.4.1 Simulations de $J/\psi$

Des simulations de  $J/\psi$  sur  $4\pi$  sont effectuées avec PYTHIA [228] et les muons issus de sa désintégration sont propagés au travers du détecteur et du champ magnétique avec PISA<sup>(4)</sup>. Les évènements sont reconstruits en utilisant le même algorithme que celui utilisé pour la reconstruction des données réelles. Les mêmes coupures d’analyse sont effectuées sur les simulations et les données réelles. le nombre de  $J/\psi$  reconstruits est comparé au nombre de  $J/\psi$  simulés par PYTHIA pour obtenir les corrections d’acceptance $\times$ efficacité.

#### V.1.4.2 Prise en compte des performances du MuID

Pour prendre en compte les performances du MuID, les efficacités du détecteur sont calculées à partir d’une méthode basée sur les données réelles. Pendant la reconstruction, les tubes touchés et les groupes de haute tension correspondants sont conservés évènement par évènement, en même temps que les routes reconstruites dans le MuID. L’analyse de ces données permet d’obtenir l’efficacité des tubes du MuID en fonction de la période de prise de données. La moyenne des valeurs obtenues (pour chaque bi-pack) pour toutes les périodes de prise de données utilisées dans cette analyse, pondérées par le nombre d’évènements de biais minimum correspondant, est utilisée dans les simulations. Cela permet notamment de prendre correctement en compte les variations d’efficacité du MuID d’une période à l’autre. Les valeurs moyennes de tous les tubes de chaque plan sont résumées dans le Tab. V.8 et sont comparées aux valeurs du Run-4.

bras		plan 0	plan 1	plan 2	plan 3	plan 4	moyenne
Sud	Run-4	0.941	0.911	0.952	0.889	0.871	0.913
	Run-7	0.9491	0.9549	0.9672	0.9438	0.8922	0.9414
Nord	Run-4	0.904	0.904	0.934	0.926	0.885	0.911
	Run-7	0.9428	0.9388	0.9586	0.9450	0.8891	0.9349

**Tab. V.8** – Efficacités des tubes du MuID.

Les efficacités trouvées sont systématiquement plus grandes pour le Run-7 que pour le Run-4.

<sup>(4)</sup> Code de simulation du détecteur PHENIX basé sur GEANT3 [230] (voir paragraphe III.1.3)

Ceci vient d'une amélioration générale des performances du détecteur, notamment à cause :

- d'une augmentation des hautes tensions de 50 V ;
- de la résolution des problèmes de mauvaises connections des basses tensions, et des alimentations de haute tension défectueuse.

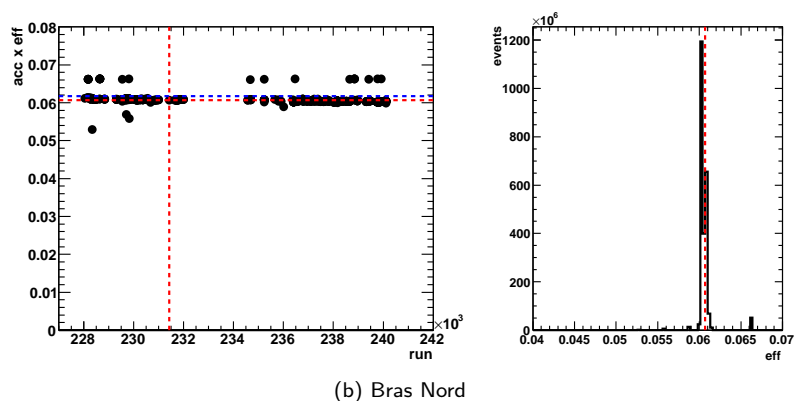
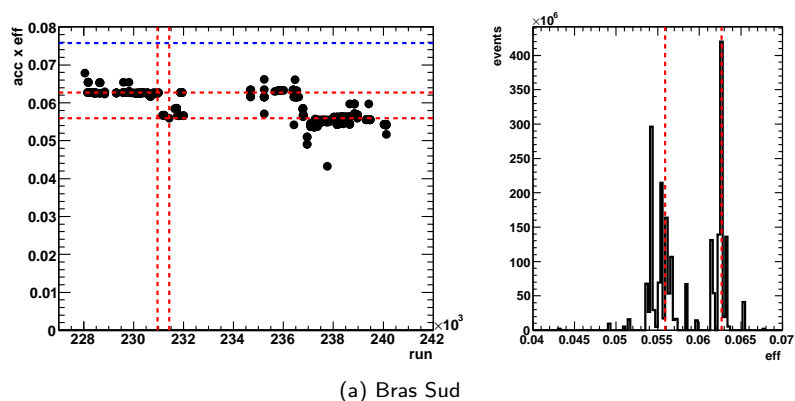
#### V.1.4.3 Prise en compte des performances du MuTr

Pour prendre en compte les performances du MuTr, une première étape consiste à reconstruire des  $J/\psi$  simulés en utilisant la configuration réelle du MuTr pour chaque période de prise de données sélectionnées dans l'analyse. Le nombre de  $J/\psi$  reconstruits est comparé au nombre de  $J/\psi$  générés par PYTHIA pour obtenir les corrections d'acceptance×efficacité des  $J/\psi$  simulés seuls (c'est à dire sans bruit de fond). La reconstruction des simulations de  $J/\psi$  seuls, pour lesquels la multiplicité est petite, est rapide par rapport à la reconstruction de  $J/\psi$  simulés insérés dans des événements réels. Ainsi l'exercice est effectué pour toutes les périodes de prise de données sélectionnées dans l'analyse. À chaque numéro de période de prise de données est associé une carte des canaux morts des hautes tensions et un jeu de calibrations du MuTr (voir paragraphe III.1.2.1). Cette procédure permet de tester la stabilité du MuTr pendant toute la prise de données. Une deuxième étape consiste à sélectionner une ou plusieurs périodes de référence représentatives de la configuration du détecteur pendant tout le Run-7. Ces périodes seront celles utilisés pour réaliser les simulations insérées dans les données réelles (voir paragraphe III.1.3.3) et estimer les corrections d'acceptance×efficacité finales. La distribution du vertex en  $z$  des  $J/\psi$  simulés est choisie de façon à correspondre à la distribution des événements des données réelles dans lesquelles ils sont insérés. Pour un intervalle en centralité, l'acceptance×efficacité est estimée en comparant le nombre de  $J/\psi$  reconstruits au nombre de  $J/\psi$  générés par PYTHIA, comme pour le cas des simulations de  $J/\psi$  seuls.

#### V.1.4.4 Corrections d'acceptance×efficacité

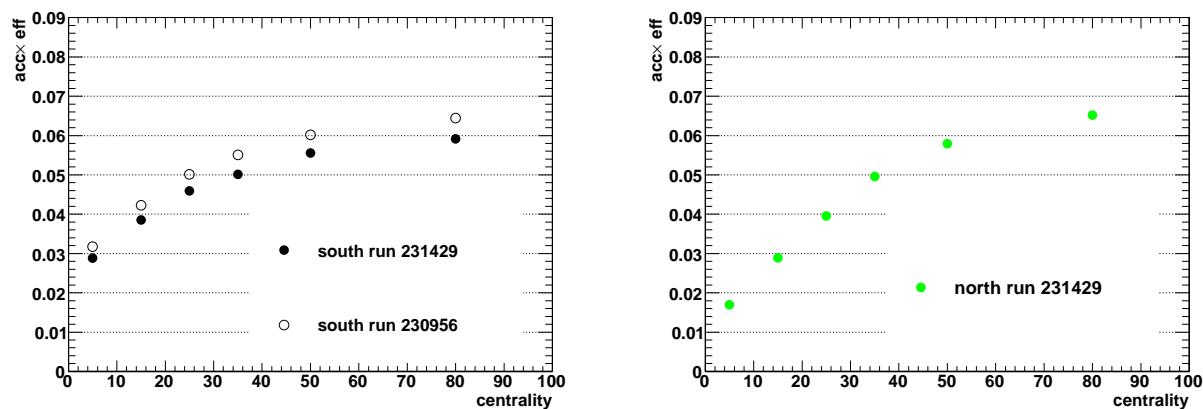
Les Fig. V.8a et Fig. V.8b représentent les corrections d'acceptance×efficacité pour les simulations de  $J/\psi$  seuls en fonction du numéro de période respectivement pour le bras Sud et le bras Nord. La barre en pointillés bleus correspond aux corrections calculées pour le Run-4. Les pointillés rouges correspondent à la correction calculée pour les périodes de référence choisies pour le Run-7. Pour le bras Nord, l'efficacité est stable et proche à celle de l'analyse du Run-4. En revanche pour le bras Sud, les fluctuations entre périodes sont beaucoup plus importantes et deux périodes sont observées. La période de référence choisie pour représenter l'efficacité la plus basse a le numéro 231429. Celle qui représente l'efficacité plus haute a le numéro 230956. Le calcul des corrections sera effectué en insérant des  $J/\psi$  dans des données réelles de ces deux périodes. L'efficacité globale du bras Sud est moins bonne qu'en 2004. Ceci vient du MuTr qui est moins efficace pendant la prise de données de 2007 (et non aux performances de l'algorithme de reconstruction). Cette procédure permet de reproduire la multiplicité des données réelles dans le détecteur et d'estimer l'effet sur l'efficacité de reconstruction.

La Fig. V.9 présente les corrections d'acceptance×efficacité obtenues pour les périodes de référence ci-dessus, après mélange avec les données réelles correspondantes, en fonction de la centralité de l'évènement pour les bras Sud et Nord. Les valeurs sont résumées dans le



**Fig. V.8** – Gauche : distribution des corrections d'acceptance  $\times$  efficacité pour les simulations de  $J/\psi$  seuls en fonction du numéro de période. Droite : même distribution pondérée par le nombre d'évènements de chaque période.

Tab. V.9. L'acceptance  $\times$  efficacité chute dans les évènements centraux parce que l'algorithme n'est plus en mesure de reconstruire les trajectoires de façon efficace à cause de la trop grande multiplicité.



**Fig. V.9** – Corrections d'acceptance  $\times$  efficacité en fonction de la centralité pour le bras Sud (gauche) et Nord (droite).

centralité	bras Sud ( $y \in [-2.2, -1.2]$ )		bras Nord ( $y \in [1.2, 2.2]$ )
	période 231429	période 230956	période 231429
[0, 10]	$0.0289 \pm 0.0005$	$0.0318 \pm 0.0006$	$0.0169 \pm 0.0004$
[10, 20]	$0.0385 \pm 0.0006$	$0.0423 \pm 0.0007$	$0.0289 \pm 0.0005$
[20, 30]	$0.0459 \pm 0.0007$	$0.0501 \pm 0.0007$	$0.0396 \pm 0.0006$
[30, 40]	$0.0501 \pm 0.0007$	$0.0551 \pm 0.0007$	$0.0496 \pm 0.0007$
[40, 60]	$0.0556 \pm 0.0005$	$0.0601 \pm 0.0005$	$0.0579 \pm 0.0005$
[60, 93]	$0.0592 \pm 0.0004$	$0.0645 \pm 0.0004$	$0.0652 \pm 0.0004$
[0, 5]	$0.0270 \pm 0.0007$	$0.0285 \pm 0.0008$	$0.0147 \pm 0.0006$
[5, 10]	$0.0307 \pm 0.0008$	$0.0351 \pm 0.0008$	$0.0192 \pm 0.0006$
[10, 15]	$0.0355 \pm 0.0009$	$0.0399 \pm 0.0009$	$0.0262 \pm 0.0007$
[15, 20]	$0.0415 \pm 0.0009$	$0.0447 \pm 0.0010$	$0.0315 \pm 0.0008$

**Tab. V.9** – Correction d'acceptance×efficacité en fonction de la centralité.

#### V.1.4.5 Maximisation du nombre de $J/\psi$

Les largeurs des intervalles en centralité choisis pour la mesure du flot elliptique ( $[20, 40]\%$ ,  $[40, 60]\%$ , et  $[20, 60]\%$ ) sont trop grandes pour que la correction d'acceptance × efficacité  $y$  soit constante (Fig. V.9). Par contre, utiliser des intervalles plus étroits (sur lesquels les corrections d'acceptance×efficacité peuvent être considérées comme constantes) pour l'ajustement du signal, a pour conséquence de diminuer fortement la statistique disponible pour chaque ajustement, et d'en détériorer la qualité. La technique employée pour prendre correctement en compte les variations des corrections d'acceptance×efficacité, tout en maximisant le signal du  $J/\psi$  sur lequel l'ajustement est effectué a consisté à :

- pondérer directement les distributions des paires de signe opposé des mêmes évènements et des évènements mélangés dans des petits intervalles en centralité de 5% par l'inverse des corrections d'acceptance×efficacité normalisées,
- sommer ces histogrammes dans les intervalles de centralités plus grand choisis,
- et ajuster l'histogramme soustrait du bruit de fond directement.

La formule utilisée pour pondérer et sommer les histogrammes dans les intervalles en centralité est :

$$N = \frac{\sum_i N_i / A\varepsilon_i}{\sum_i 1 / A\varepsilon_i} \times n_{\text{bins}} = \frac{\sum_i N_i / \varepsilon_i}{\sum_i 1 / \varepsilon_i} \times n_{\text{bins}} \quad (\text{V.13})$$

avec

- $N$ , le nombre d'entrées resommés pour l'intervalle en centralité d'intérêt ;
- $N_i$ , le nombre d'entrées dans le même histogramme d'un intervalle en centralité plus petit (d'index  $i$ ) constituant l'intervalle plus grand ;
- $A\varepsilon_i$ , la correction d'acceptance×efficacité de l'intervalle  $i$ ,
- et  $n_{\text{bins}}$ , le nombre d'intervalles plus petits constituant l'intervalle complet.

Cette technique permet de s'assurer que le nombre de  $J/\psi$  trouvés est indépendant des variations d'acceptance  $\times$  efficacité dans l'intervalle.

### V.1.5 Taux de production

#### V.1.5.1 Intérêt

La mesure du taux de production du  $J/\psi$ , c'est à dire du nombre de  $J/\psi$  mesurés corrigé par le nombre équivalent de données de biais minimum, les corrections d'acceptance $\times$ efficacité et par unité de rapidité et d'impulsion, est nécessaire à plusieurs reprises dans l'analyse présentée dans ce chapitre, notamment :

- pour pondérer correctement la résolution du plan de réaction sur les intervalles en centralité pour lesquels celle-ci n'est pas constante (voir paragraphe V.1.4.5),
- pour faire la moyenne des valeurs de  $v_2$  des bras Sud et Nord (voir paragraphe V.1.4.5).

Le taux invariant de production,  $d^2N/dydp_T$ , est calculé selon l'Eq. (V.14) en divisant le nombre de  $J/\psi$  par les corrections d'acceptance $\times$ efficacité calculées paragraphe V.1.4.4, le nombre d'évènements de biais minimum équivalent estimé paragraphe IV.5.3, et la taille des intervalles en rapidité et  $p_T$ .

$$\frac{d^2N}{dydp_T} = \frac{N_{J/\psi}}{dydp_T} \cdot \frac{1}{acc \times \epsilon \cdot N_{MB}} \quad (V.14)$$

#### V.1.5.2 Moyenne Nord/Sud

Faire la moyenne du taux de production des deux bras permet de maximiser la statistique et d'être plus précis que si seul l'un des deux bras était utilisé. La moyenne des taux invariants du  $J/\psi$  des bras Nord et Sud est effectuée selon l'Eq. (V.15)

$$dN_{J/\psi}^{ave}/dy = \frac{w_S dN_{J/\psi}^S/dy + w_N dN_{J/\psi}^N/dy}{w_S + w_N} \quad (V.15)$$

où  $dN_{J/\psi}^S/dy$  ( $dN_{J/\psi}^N/dy$ ) est le taux invariant du  $J/\psi$  mesuré dans le bras Sud (Nord) et  $w_S$  ( $w_N$ ), les facteurs de pondération suivant :

$$w = 1/\sigma_{bras,uncor}^2 \quad (V.16)$$

Le facteur de pondération prend en compte toutes les erreurs associées à chaque mesure indépendante d'un bras à l'autre. Faire la moyenne des résultats du bras Nord et du bras Sud permet de réduire de telles erreurs d'environ  $\sqrt{2}$ . Dans cette analyse, les erreurs indépendantes d'un bras à un autre sont les erreurs statistiques et systématiques associées à l'extraction du nombre de  $J/\psi$ .

#### V.1.5.3 Résultats

La Fig. V.10 représente le taux invariant des  $J/\psi$  combinés entre les bras Nord et Sud en fonction de la centralité, intégrée en  $p_T$ . Ce spectre sera également divisé en intervalles de

$p_T$  comme les résultats de  $v_2$  puisque la résolution du plan de réaction sera utilisée sur ces intervalles (voir Fig. V.2.1.3). Les barres représentent les erreurs statistiques et les erreurs systématiques non corrélées et les boîtes les erreurs systématiques corrélées.

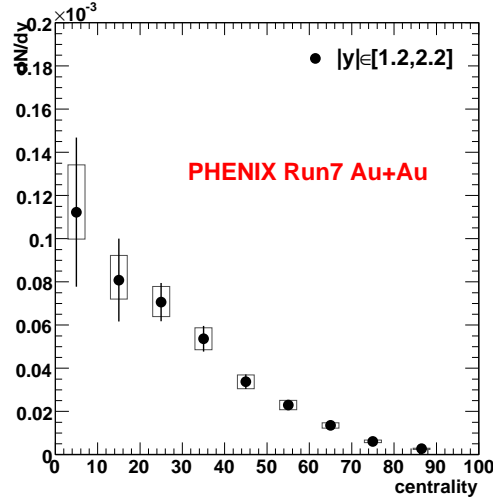


Fig. V.10 – Taux de production du J/ψ en fonction de la centralité, intégré sur tout le spectre en  $p_T$ .

L'annexe D résume les valeurs du taux de production du J/ψ avec les erreurs associées. Les résultats y sont présentés par intervalles en impulsion transverse pour les centralités [20,40]%, [40,60]% et [20,60]%, et pour trois intervalles en  $\phi - \psi$  : [0, 45]°, [45, 90]°, [0, 90]°. Le flot elliptique sera positif si le taux de production dans l'intervalle [0, 45]° est plus grand que celui dans l'intervalle [45, 90]°.

## V.2 Le détecteur RxnP

Comme introduit dans le paragraphe 1.3.1, la distribution azimutale des particules peut être décomposée en série de Fourier :

$$\frac{d^3 N}{dy dp_T d\phi} = N_0 \times \left[ 1 + \sum_{i=1} 2 \cdot v_i(y, p_T) \cdot \cos(i(\phi - \psi)) \right] \quad (\text{V.17})$$

avec  $v_i = \langle \cos(i(\phi - \psi)) \rangle$ . Le second coefficient de Fourier  $v_2$  caractérise le flot elliptique des particules produites dans la direction  $\phi$  par rapport au plan de réaction  $\psi$  [151, 236]. Si  $v_2$  est positif, plus de particules sont produites dans le plan de réaction que perpendiculairement à celui-ci. Les coefficients impairs sont nuls pour des raisons de symétrie, comme précisé au paragraphe 1.3.1. Les termes d'ordre supérieurs (tels que  $v_4$ ,  $v_6$ , etc.) sont négligés à cause de la résolution finie du plan de réaction. La formule simplifiée est donnée par l'Eq. (V.18) :

$$\frac{d^3 N}{dy dp_T d\phi} = N_0 \times \left[ 1 + 2 \cdot v_2(y, p_T) \cdot \cos(2(\phi - \psi)) \right] \quad (\text{V.18})$$

Le détecteur de RxnP permet de mesurer l'angle  $\psi$  du plan de réaction avec précision.

## V.2.1 Résolution du plan de réaction

### V.2.1.1 Pourquoi mesurer la résolution du plan de réaction ?

Expérimentalement, l'angle azimutal du plan de réaction ne peut pas être mesuré exactement. Il est reconstruit événement par événement à partir des produits de la réaction. Le plan de réaction de la collision mesurée  $\psi_{meas}$  diffère du plan de réaction réel  $\psi_{true}$  d'une valeur  $\delta\Psi$  qui varie événement par événement :

$$\Psi_{meas} = \Psi_{true} + \delta\Psi \quad (\text{V.19})$$

Pour calculer le flot elliptique, il faut donc corriger la mesure par la résolution avec laquelle l'angle du plan de la réaction est obtenu en faisant la moyenne sur tous les événements [151, 236], soit :

$$\begin{aligned} v_2^{meas} &= \langle \cos 2(\phi - \psi_{meas}) \rangle \\ &= \langle \cos 2(\phi - \psi_{true} - \delta\psi) \rangle \\ &= \langle \cos 2(\phi - \psi_{true}) \cos 2(\delta\psi) - \sin 2(\phi - \psi_{true}) \sin 2(\delta\psi) \rangle \\ &= \langle \cos 2(\phi - \psi_{true}) \rangle \langle \cos 2(\delta\psi) \rangle \\ &= v_2^{true} \langle \cos 2(\delta\psi) \rangle \\ \iff \\ v_2^{true} &= \frac{v_2^{meas}}{\langle \cos 2(\delta\psi) \rangle} \end{aligned} \quad (\text{V.20})$$

### V.2.1.2 Estimation

L'Eq. (V.20) montre que pour calculer le vrai  $v_2$  à partir de la mesure de  $v_2^{meas}$ , un facteur correctif doit être appliqué  $\sigma_{RP} = \langle \cos 2(\psi_{meas} - \psi_{true}) \rangle$  correspondant à la résolution du plan de réaction. L'estimation de cette résolution se base sur l'Eq. (V.21) :

$$\langle \cos 2(\psi_a - \psi_b) \rangle = \langle \cos 2(\psi_a - \psi_{true}) \rangle \langle \cos 2(\psi_b - \psi_{true}) \rangle \quad (\text{V.21})$$

où  $\psi$  est mesuré indépendamment par les deux détecteurs  $a$  et  $b$ . De la même façon pour trois détecteurs,  $a$ ,  $b$  et  $c$ , l'Eq. (V.22) est obtenue :

$$\sigma_a = \langle \cos 2(\psi_a - \psi_{true}) \rangle = \sqrt{\frac{\langle \cos 2(\psi_a - \psi_b) \rangle \langle \cos 2(\psi_a - \psi_c) \rangle}{\langle \cos 2(\psi_b - \psi_c) \rangle}} \quad (\text{V.22})$$

Des sous-ensemble d'évènements distincts sont utilisés pour mesurer  $\psi_x$  en ajustant une expression analytique exacte [236, 151] dont les seuls paramètres sont la résolution du plan de réaction et la normalisation globale.

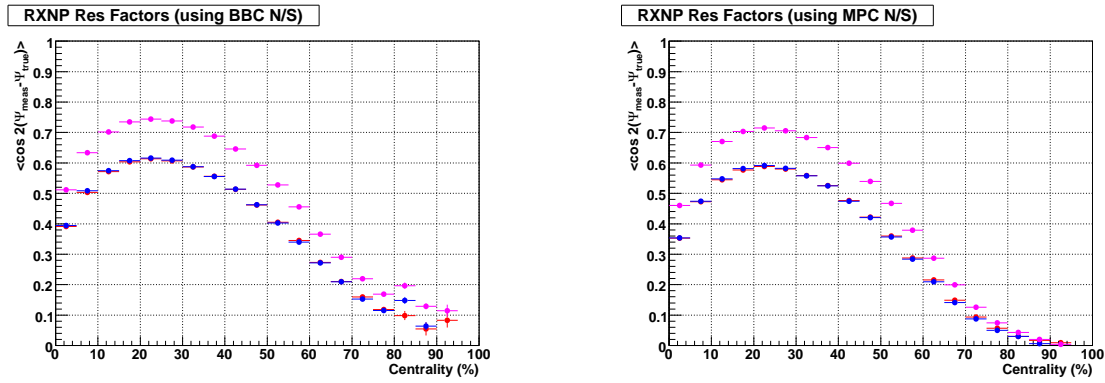
Dans l'analyse présentée ici, la résolution du plan de réaction a été estimée en utilisant les RxnP Nord et Sud séparément et ensemble, et en utilisant les détecteurs BBC Nord/Sud et MPC Nord/Sud comme détecteur  $b$  et  $c$ . Comme  $\sigma_{RP}$  varie avec la centralité et le vertex en  $z$ , des intervalles de 5% en centralité et 5 cm en vertex en  $z$  ont été utilisés. Les Fig. V.11a et Fig. V.11b présentent la résolution du plan de réaction en fonction de la centralité en utilisant respectivement le BBC puis le MPC comme troisième détecteurs. Les valeurs obtenues sont compatibles entre elles. La résolution maximale obtenue vaut 0,7 et est atteinte pour



les collisions de centralité comprise entre 10 et 40%. La forme de la dépendance de cette résolution en fonction de la centralité de la collision résulte de la compétition entre deux effets contraires :

- le nombre de particules détectées par le RxnP qui augmente pour les collisions centrales,
- et le flot elliptique de ces particules, qui augmente lorsque l'asymétrie de la zone de recouvrement entre les noyaux augmente, ce qui est le cas pour les collisions périphériques.

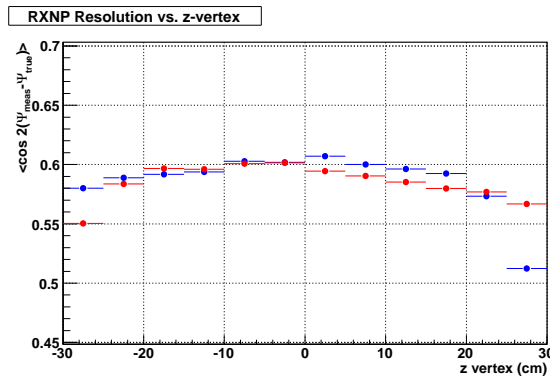
Pour les évènements périphériques, la résolution se dégrade énormément jusqu'à atteindre 10% seulement pour les centralités supérieures à 70%. La Fig. V.12 représente la résolution du plan de réaction en fonction de la position du vertex en  $z$  de la collision pour la centralité 20-25%. Celle-ci est relativement plate en fonction du  $z$  du vertex et chute sur les bords car la fraction des particules produites vue par le RxnP varie avec  $z$ .



(a) Les BBC Nord et Sud ont été utilisés comme détecteur  $b$  et  $c$  dans l'Eq. (V.22).

(b) Les MPC Nord et Sud sont utilisés comme détecteur  $b$  et  $c$  dans l'Eq. (V.22).

**Fig. V.11** – Correction  $\sigma_{RP}$  en fonction de la centralité pour le RxnP Nord (bleu), Sud (rouge) et Nord+Sud combinés (magenta).



**Fig. V.12** – Correction  $\sigma_{RP}$  en fonction de  $z$ -vertex pour le RxnP Nord (bleu) et Sud (rouge) pour la centralité 20-25%. Les MPC Nord et Sud sont utilisés comme détecteur  $b$  et  $c$  dans l'Eq. (V.22).

### V.2.1.3 Moyenne de la résolution du plan de réaction

#### Principe

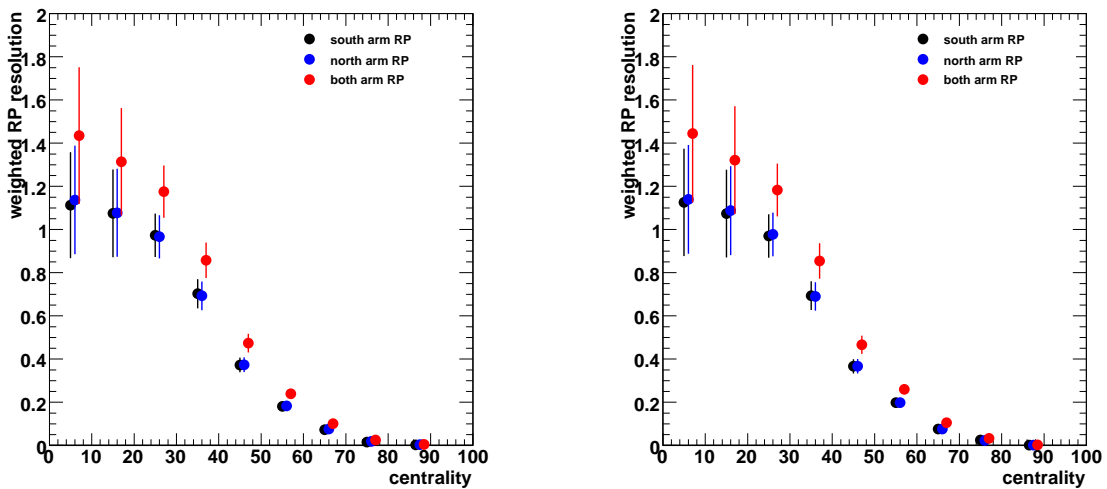
Comme la résolution du plan de réaction d'une part, et le nombre de  $J/\psi$  produits d'autre

part, varie en fonction de la centralité, le calcul de la résolution moyenne sur un intervalle plus grand que 10% est effectué selon l'Eq. (V.23) :

$$\langle \sigma^{\text{RP}} \rangle(p_{\text{T}}) = \frac{\sum_i \sigma_i^{\text{RP}} dN_i^{\text{J}/\psi} / dy(p_{\text{T}})}{\sum_i dN_i^{\text{J}/\psi} / dy(p_{\text{T}})} \quad (\text{V.23})$$

Avec  $\sigma_i^{\text{RP}}$ , la résolution du plan de réaction mesurée dans un petit intervalle en centralité  $i$  typiquement de largeur 10% et  $dN_i^{\text{J}/\psi} / dy(p_{\text{T}})$ , le taux de production du  $\text{J}/\psi$  dans le même intervalle de centralité. La somme s'étend sur tous les intervalles de largeur 10% qui constituent l'intervalle plus large considéré. Le taux de production est mesuré et corrigé de l'acceptance  $\times$  efficacité comme expliqué au paragraphe V.1.5. Il varie également en fonction de  $p_{\text{T}}$ . Une moyenne différente  $\langle \sigma^{\text{RP}} \rangle$  doit être calculée pour chaque intervalle en  $p_{\text{T}}$  où est mesuré le taux de production. Cette pondération permet de donner un poids plus grand à la résolution du plan de réaction pour les intervalles correspondant à un plus grand nombre de  $\text{J}/\psi$  produits. L'utilisation du taux de production du  $\text{J}/\psi$  (voir paragraphe V.1.5) au lieu du nombre de  $\text{J}/\psi$  mesurés, pour la pondération permet de rendre le résultat indépendant des performances du spectromètre à muons.

Sur la Fig. V.13 sont représentés chacun des termes qui apparaissent dans l'Eq. (V.23), utilisés, dans le cas présent, pour calculer la valeur moyenne de la résolution du plan de réaction sur l'intervalle  $[0, 100]\%$ . Des valeurs différentes seraient obtenues s'il s'agissait de calculer cette valeur moyenne pour un intervalle plus petit (par exemple  $[20, 60]\%$ ), tels que ceux utilisés dans la suite de cette analyse. Les cercles noirs correspondent au résultat en utilisant le RxnP Sud, les points bleus, le RxnP Nord et les points rouges les RxnP Nord et Sud combinés. Les barres verticales correspondent aux erreurs statistiques et systématiques décorréliées uniquement, telles que décrites dans le prochain paragraphe.



(a) En utilisant les BBC Nord et Sud pour estimer la résolution du plan de réaction.

(b) En utilisant les MPC Nord et Sud pour estimer la résolution du plan de réaction.

**Fig. V.13** – Résolution du plan de réaction pour le bras Sud (noir), Nord (bleu) et combinés (rouge), pondérée par le taux de production du  $\text{J}/\psi$  en fonction de la centralité.

### Incertitudes sur la résolution moyenne du plan de réaction

L'erreur sur la résolution moyenne a plusieurs composantes :

1. l'incertitude sur la résolution du plan de réaction en utilisant les petits intervalles,
2. les erreurs statistiques et les systématiques non corrélées sur le taux de production du J/ψ,
3. et les erreurs corrélées sur le taux de production du J/ψ.

Les erreurs de type 1 et 2 peuvent facilement être propagées en formant la moyenne car elle sont décorréliées entre les intervalles en centralité :

$$(\delta\sigma_{\text{ave}}^{\text{RP}})^2 = \sum_i \left[ \left( \frac{dN_i^{\text{J}/\psi}/dy \cdot \delta\sigma_i^{\text{RP}}}{\sum_j dN_j^{\text{J}/\psi}/dy} \right)^2 + \left( \frac{\left( \sum_j dN_j^{\text{J}/\psi}/dy - dN_i^{\text{J}/\psi}/dy \right) \cdot \sigma_i^{\text{RP}} \sigma_i^{\text{J}/\psi}}{\left( \sum_j dN_j^{\text{J}/\psi}/dy \right)^2} \right)^2 \right] \quad (\text{V.24})$$

Dans cette équation,

- $\delta\sigma_{\text{ave}}^{\text{RP}}$  est l'erreur sur la résolution moyenne du plan de réaction ;
- $\sigma_i^{\text{RP}}$  est la résolution du plan de réaction dans un intervalle en centralité  $i$  ;
- $\delta\sigma_i^{\text{RP}}$  est l'erreur correspondante ;
- $dN_j^{\text{J}/\psi}/dy$  est le taux de production invariant du J/ψ dans l'intervalle en centralité  $i$  ;
- et  $\sigma_i^{\text{J}/\psi}$  est la somme quadratique de l'erreur statistique et l'erreur systématique non corrélée correspondantes.

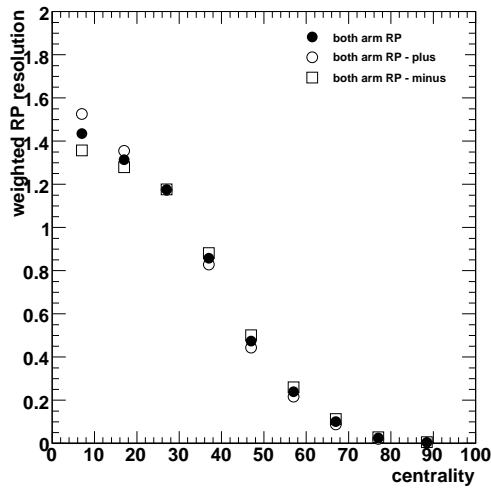
Les erreurs de type 3 ne peuvent pas facilement être propagées car elles sont corrélées entre les intervalles en centralité. La technique utilisée pour prendre en compte ces erreurs dans la résolution moyenne du plan de réaction est la suivante :

1. Les taux invariants sont déplacés de façon cohérente entre les limites correspondant à leur erreur systématique corrélée.
2. Une résolution pour chaque configuration est calculée.
3. Deux configurations extrêmes sont identifiées et les différences entre les résolutions correspondantes et les premières valeurs sont utilisées comme erreur systématique.

La Fig. V.14 représente les deux configurations extrêmes (symboles ouverts) utilisées pour évaluer l'erreur systématique de type 3 sur la résolution du plan de réaction (cercles noirs pleins) en utilisant cette technique. Les erreurs obtenues sont les plus grandes pour les collisions centrales : la résolution moyenne du plan de réaction varie de 14% entre la résolution à la limite supérieure (cercle vides) et celle à la limite inférieure (carrés vides).

### Résolution finale du plan de réaction

Les valeurs moyennes de la résolution du plan de réaction, ainsi que les incertitudes corres-



**Fig. V.14** – Résolution du plan de réaction pondérée par le taux de production du  $J/\psi$  obtenue avec l'utilisation des RxnP Nord et Sud en fonction de la centralité (et calculée en utilisant les BBC Nord et Sud). Les symboles ouverts représentent l'amplitude des variations des valeurs pour estimer les systématiques sur la résolution moyenne, basées sur les erreurs systématiques corrélées sur le taux de production du  $J/\psi$ .

pondantes sont rassemblées dans l'annexe E.

### V.2.2 Quels RxnP utiliser pour mesurer le plan de réaction ?

Lorsque la paire de quarks charmés est neutralisée, des particules émises par radiation accompagnent la production du  $J/\psi$ . Or le passage des deux muons de désintégration du  $J/\psi$  et de ces particules dans l'acceptance d'un des détecteurs RxnP pourrait biaiser la mesure de l'angle  $\psi$  du plan de réaction. Pour quantifier l'amplitude de ce biais,  $v_2$  peut être estimé en utilisant trois façons différentes de mesurer le plan de réaction :

1. En utilisant le détecteur RxnP situé dans le bras muons opposé à celui où passe le  $J/\psi$ . Cet estimateur a le minimum de biais.
2. En utilisant les deux détecteurs RxnP (Nord et Sud). Cet estimateur peut être biaisé mais la mesure du plan de réaction est plus précise et la résolution du RxnP meilleure (voir Fig. V.11).
3. En utilisant le détecteur RxnP situé dans le bras muons où passe le  $J/\psi$ . Cet estimateur devrait avoir la même résolution dégradée que le premier estimateur, mais cette fois le biais devrait être maximum.

Comparer ces différentes configurations ne sera pertinent que si les incertitudes associées à la mesure de  $v_2$  ne sont pas trop grandes. Comme cela n'est pas le cas pour les résultats utilisant les données filtrées par le niveau 2, il ne sera pas possible d'estimer une erreur systématique liée au biais. Pour s'affranchir d'un quelconque biais, les résultats préliminaires obtenus dans cette analyse et présentés dans le paragraphe V.4.1 n'utilisent que le détecteur RxnP du bras opposé à celui où passe le  $J/\psi$  (configuration 1). Les configurations 2 et 3 seront discutées également au paragraphe V.4.2.

Lorsque les paires de muons provenant d'événements différents sont formées, pendant le

mélange d'évènements (voir paragraphe V.1.1.2 et V.1.1.3), seul l'angle du plan de réaction mesuré par les deux détecteurs RxnP a été utilisé pour déterminer la classe d'évènements utilisés pour chaque mélange. Ceci pourrait également introduire un biais. Ce biais n'affectera le résultat que si son amplitude est similaire à la taille des intervalles utilisés pour réaliser cette classification, ici 20 degrés. Il est peu probable que le biais soit si grand, surtout dans les évènements où le nombre de particules vues par le RxnP est grand, c'est à dire où le mélange d'évènements a le plus importance, car c'est là où le signal sur bruit est le plus mauvais.

## V.3 Mesure du flot elliptique du $J/\psi$

### V.3.1 Principe

Les méthodes utilisées pour mesurer le flot elliptique du  $J/\psi$  dans le canal muonique consistent à mesurer le nombre de  $J/\psi$  dans des intervalles de  $(\phi - \psi)$ , avec  $\phi$  l'angle azimutal des particules et  $\psi$  l'angle azimutal du plan de réaction. Le taux de production du  $J/\psi$  (voir paragraphe V.1.5) et les erreurs associées sont estimés dans chaque intervalle en  $(\phi - \psi)$ , centralité et  $p_T$ . Le taux de production est préféré au nombre de  $J/\psi$  mesuré (voir paragraphe V.1.3) car il permet de faire la moyenne des bras Nord et Sud en prenant en compte correctement les différences entre les deux bras (voir paragraphe V.1.5.2) notamment en terme de corrections d'acceptance×efficacité (voir paragraphe V.1.4.4) et de nombre d'évènements de biais minimum utilisés pour cette analyse (voir paragraphe IV.5.3). Une fois  $v_2^{\text{meas}}$  mesuré, la valeur est corrigée par la résolution du RxnP correspondant au même intervalle en centralité et en impulsion transverse afin d'obtenir  $v_2$ .

Les intervalles utilisés sont les suivant :

- 2 ou 3 intervalles en  $(\phi - \psi)$  entre 0 et  $\pi/2$  (voir paragraphe V.3.2) ;
- 3 intervalles en centralité :  $[20, 40]\%$ ,  $[40, 60]\%$  et  $[20, 60]\%$ . Le dernier intervalle est l'union des deux premiers et est choisi afin de maximiser le signal du  $J/\psi$  et la résolution moyenne du RxnP (voir paragraphe V.1.4.5) ;
- 6 intervalles en  $p_T$  :  $[0, 1]$ ,  $[1, 2]$ ,  $[2, 3]$ ,  $[3, 5]$ ,  $[0, 5]$  et  $[1, 5]$  GeV/c. Les deux derniers intervalles sont l'union des autres intervalles plus petits. Ils permettent de maximiser le signal. Le flot elliptique est calculé directement avec le signal mesuré dans ces grands intervalles, et non pas en faisant la moyenne des mesures des intervalles en  $p_T$  plus petits.

Les paragraphes V.3.2 détaille la façon de sommer les taux de production dans les intervalles en  $(\phi - \psi)$ , et le paragraphe V.3.3, les deux méthodes utilisées dans cette analyse pour obtenir le flot elliptique.

### V.3.2 Les intervalles en $(\phi - \psi)$

La région angulaire  $(\phi - \psi)$  est divisée en douze intervalles compris entre  $-\pi/2$  et  $\pi/2$  illustrés sur la Fig. V.15. La symétrie de la fonction  $\cos 2(\phi - \psi)$  utilisée pour estimer  $v_2$  implique que seul l'intervalle  $[0, \pi/2]$  est pertinent. Au minimum deux intervalles sont nécessaires pour calculer  $v_2$ . Les douze intervalles ont été pliés les uns sur les autres (ce qui correspond à additionner les nombres de  $J/\psi$  correspondant) afin de maximiser le signal du  $J/\psi$ . Le

tableau de droite de la Fig. V.15 résume les régions en  $(\phi - \psi)$  dans lequel le signal a été mesuré et quelles intervalles ont été sommés.



Fig. V.15 – Intervalles en  $(\phi - \psi)$  pour chacune de méthodes considérées

### V.3.3 Méthodes

#### V.3.3.1 Mesure de $v_2$ à partir d'un rapport

Pour optimiser la statistique dans les intervalles en  $(\phi - \psi)$  et maximiser la qualité de l'ajustement dans chaque intervalle, la méthode choisie utilise deux intervalles.

Le nombre de  $J/\psi$  produit en fonction de  $\phi - \psi$  est :

$$f(\Delta\phi) = A(1 + 2 \cdot v_2 \cdot \cos(2\Delta\phi)) \quad (\text{V.25})$$

Considérons deux intervalles en  $\Delta\phi$ ,  $[0, a]$  et  $[a, \pi/2]$ , avec  $a$  en radians (tous les autres intervalles symétriques sont sommés comme expliqué dans le paragraphe V.3.2).

Le flot elliptique est mesuré à l'aide du nombre de  $J/\psi$   $N^{\text{in}}$  produits dans l'intervalle  $[0, a]$  qui contient l'angle du plan de réaction et du nombre de  $J/\psi$   $N^{\text{out}}$  produits dans l'intervalle  $[a, \pi/2]$  qui contient la direction perpendiculaire à cet angle. Ces nombres sont donnés par les Eqs. (V.26) et (V.27) :

$$\begin{aligned} N^{\text{in}} &= A \int_0^a f(\Delta\phi) \cdot d\Delta\phi \\ &= A \int_0^a (1 + 2 \cdot v_2 \cdot \cos(2\Delta\phi)) \cdot d\Delta\phi \\ &= A[a + v_2 \cdot \sin(2 \cdot a)] \end{aligned} \quad (\text{V.26})$$

$$\begin{aligned} N^{\text{out}} &= A \int_a^{\pi/2} f(\Delta\phi) \cdot d\Delta\phi \\ &= A[\pi/2 - a - v_2 \cdot \sin(2 \cdot a)] \end{aligned} \quad (\text{V.27})$$

L'Eq. (V.26) sommée à l'Eq. (V.27) donne :

$$A = \frac{2}{\pi} \cdot (N^{\text{in}} + N^{\text{out}}) \quad (\text{V.28})$$

qui, introduit à nouveau dans l'Eq. (V.26), conduit à :

$$v_2 = \frac{(1 - \frac{2 \cdot a}{\pi}) \cdot N^{\text{in}} - \frac{2 \cdot a}{\pi} \cdot N^{\text{out}}}{\frac{2}{\pi} \cdot \sin(2 \cdot a) \cdot (N^{\text{in}} + N^{\text{out}})} \quad (\text{V.29})$$

et

$$\sigma_{v_2} = \frac{\pi}{2 \sin 2a (N^{\text{in}} + N^{\text{out}})^2} \cdot \sqrt{(N^{\text{out}} \sigma^{\text{in}})^2 + (N^{\text{in}} \sigma^{\text{out}})^2} \quad (\text{V.30})$$

avec  $\sigma_{v_2}$ , l'erreur sur la mesure de  $v_2$ ,  $\sigma^{\text{in}}$ , l'erreur sur  $N^{\text{in}}$  et  $\sigma^{\text{out}}$ , l'erreur sur  $N^{\text{out}}$ .  
L'application à  $a = \pi/4$  dans l'analyse revient à utiliser les Eqs. (V.31) et (V.32) :

$$v_2 = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{(N^{\text{in}} - N^{\text{out}})}{(N^{\text{in}} + N^{\text{out}})} \quad (\text{V.31})$$

$$\sigma_{v_2} = \frac{\pi}{2(N^{\text{in}} + N^{\text{out}})^2} \cdot \sqrt{(N^{\text{out}} \sigma^{\text{in}})^2 + (N^{\text{in}} \sigma^{\text{out}})^2} \quad (\text{V.32})$$

Les Eqs. (V.31) et (V.32) peuvent se réécrire en utilisant le rapport  $r = N^{\text{in}}/N^{\text{out}}$ , ce qui donne les Eqs. (V.33) et (V.34) :

$$v_2 = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{r - 1}{r + 1} \quad (\text{V.33})$$

et

$$\sigma_{v_2} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\sigma_r}{(r + 1)^2} \quad (\text{V.34})$$

Cette méthode est celle utilisée pour l'obtention des résultats préliminaires de PHENIX [237] (voir paragraphe V.4.1) car elle fait peu d'hypothèses et maximise le nombre de  $J/\psi$  dans les intervalles considérés.

### V.3.3.2 Mesure de $v_2$ en utilisant un ajustement

Utiliser un ajustement des distributions de taux de production dans des intervalles en  $(\phi - \psi)$  pour mesurer le flot elliptique permet de quantifier si ces taux suivent les distributions attendues. Pour un intervalle en centralité et en  $p_T$ , les distribution du taux de production du  $J/\psi$  dans chaque intervalle en  $(\phi - \psi)$  sont ajustées par l'Eq. (V.35) :

$$\frac{dN}{d(\phi - \psi)} = A (1 + 2v_2^{\text{meas}} \cos[2(\phi - \psi)]) \quad (\text{V.35})$$

Cette méthode à été testée avec trois intervalles en  $\phi - \psi$ . Cependant les résultats obtenus (voir paragraphe V.4.1) n'ont pas la qualité espérée probablement à cause d'un manque de statistique principalement dans l'intervalle le plus éloigné du plan de réaction (voir discussion paragraphe V.4.3.2)

### V.3.4 Validation de la méthode avec des simulations

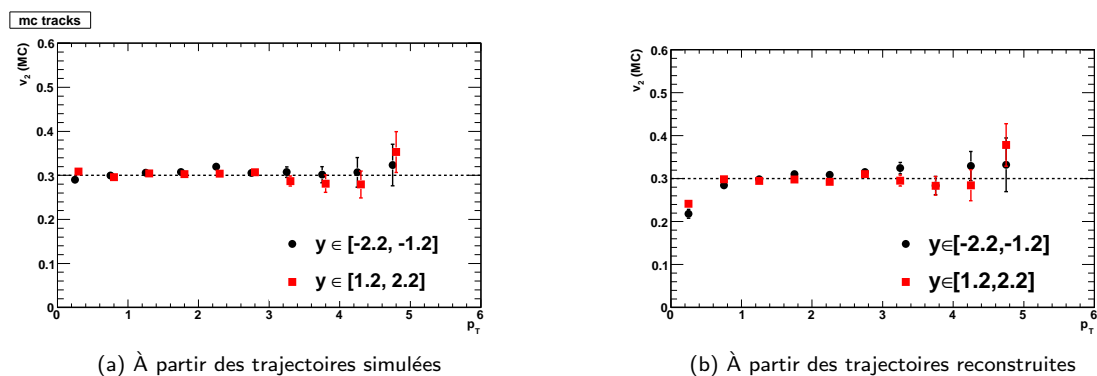
#### V.3.4.1 Mesure de $v_2$ simulé

La méthode choisie pour estimer le flot elliptique est validée à l'aide de simulations. Pour cela, des  $J/\psi$  Monte Carlo sont générés avec un  $v_2$  choisi de façon arbitraire. Ensuite, la méthode de mesure utilisée pour les données réelles décrite dans paragraphe V.3.3 est appliquée sur les données simulées afin de vérifier si le flot elliptique final correspond au  $v_2$  initial, introduit au niveau de la génération des  $J/\psi$  simulés. Dans ces simulations, un  $v_2$  constant de 0,3 a été choisi.

Les étapes pour réaliser la simulation sont les suivantes :

- Sauvegarder l'angle  $\psi$  du plan de réaction associé à chaque évènement des données réelles.
- Générer des  $J/\psi$  avec un  $v_2$  choisi (ici 0,3), par rapport au plan de réaction défini précédemment.
- Reconstruire les  $J/\psi$  simulés et les insérer dans des données réelles pour reproduire un bruit de fond réaliste.
- Mesurer  $v_2$  en utilisant deux intervalles (rapport) ou trois intervalles (ajustement) en  $\phi - \psi$  et comparer le résultat avec la valeur de  $v_2$  initial.

La Fig. V.16a représente le flot elliptique des  $J/\psi$  simulés en fonction de  $p_T$  avant reconstruction. Le résultat est compatible avec la valeur d'entrée de 0,3 quel que soit l'intervalle en  $p_T$  considéré. La valeur de  $v_2$  pour l'intervalle en  $p_T$  entre 0 et 5 GeV/c est de  $v_2 = 0,3059 \pm 0,0024$  pour le bras Sud et  $v_2 = 0,3020 \pm 0,0022$  pour le bras Nord. Le flot elliptique mesuré sur les simulations reconstruites devra être compatible avec ces valeurs pour que la méthode soit validée. Celui-ci est présenté sur la Fig. V.16b. À partir de  $p_T > 1$  GeV/c, la valeur de  $v_2$  mesurée est compatible avec 0,3. Cependant à bas  $p_T$ , les valeurs sont significativement plus petites. Cet effet est attribué à la résolution avec laquelle l'angle  $\phi$  du  $J/\psi$  est reconstruit.



**Fig. V.16** –  $v_2$  en fonction de  $p_T$ . Pour le panneau de droite, seules des trajectoires reconstruites associées à des coups simulés sont considérées pour éviter une possible contamination par des trajectoires fantômes ou des des trajectoires venant de coups réels lorsque les simulations sont insérées dans les données réelles.



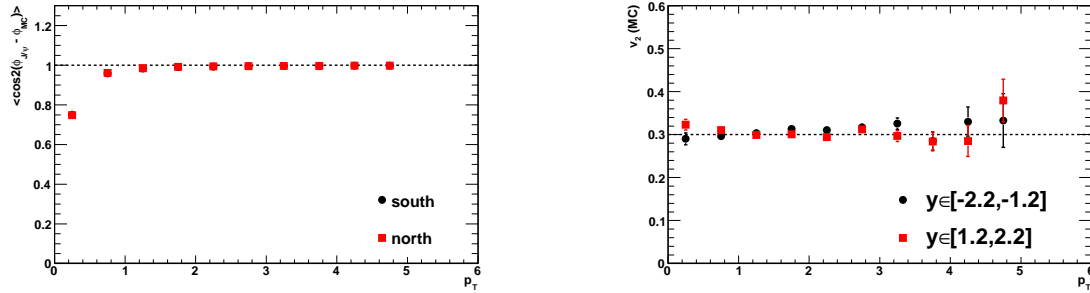
V.3.4.2 Résolution de la mesure de l'angle  $\phi$ 

Comme expliqué au paragraphe V.2.1.2 la valeur de  $v_2$  mesurée doit être corrigée par la résolution de la mesure du plan de réaction (Eq. (V.20)). Cette équation est approchée, et ne prend pas en compte la résolution finie de la mesure de l'angle  $\phi$  du J/ψ par les spectromètres à muons. Elle peut être généralisée de la façon suivante :

$$\begin{aligned} v_2^{\text{true}} &= \langle \cos 2(\phi_{J/\psi}^{\text{true}} - \phi_{\text{RP}}^{\text{true}}) \rangle \\ &= \langle \cos 2(\phi_{J/\psi}^{\text{meas}} - \phi_{\text{RP}}^{\text{meas}}) \rangle / [\langle \cos 2(\phi_{\text{RP}}^{\text{meas}} - \phi_{\text{RP}}^{\text{true}}) \rangle \langle \cos 2(\phi_{J/\psi}^{\text{meas}} - \phi_{J/\psi}^{\text{true}}) \rangle] \\ &= v_2^{\text{meas}} / [\langle \cos 2\Delta\phi_{\text{RP}} \rangle \langle \cos 2\Delta\phi_{J/\psi} \rangle] \end{aligned} \quad (\text{V.36})$$

où  $\langle \cos 2\Delta\phi_{J/\psi} \rangle$  est une correction supplémentaire correspondant à la résolution de la mesure de  $\phi$ , similaire à la résolution de la mesure de l'angle du plan de réaction  $\psi$ . Cette correction est obtenue en comparant l'angle azimutal des J/ψ reconstruits à celui des J/ψ simulés. Pour la plupart des mesures de  $v_2$ , ce terme est considéré proche de 1, notamment par rapport à la résolution du plan de réaction. Dans les simulations, comme l'angle du plan de réaction utilisé pour générer le flot elliptique du J/ψ est identique à celui utilisé pendant la reconstruction, le terme  $\langle \cos 2\Delta\phi_{\text{RP}} \rangle$  est strictement égal à l'unité. En revanche, le terme  $\langle \cos 2\Delta\phi_{J/\psi} \rangle$  est une fonction de  $p_{\text{T}}$  comme le confirme le panneau gauche de la Fig. V.17a qui représente une estimation de la résolution de l'angle  $\phi$  du J/ψ en fonction de  $p_{\text{T}}$ . Les valeurs obtenues sont proches de l'unité pour  $p_{\text{T}} > 1$  GeV/c, mais significativement inférieures à l'unité pour des impulsions transverses plus petites.

La valeur de  $v_2$  reconstruit corrigée par la résolution de l'angle du J/ψ est présentée sur la Fig. V.17b. Les résultats sont compatibles avec 0,3 quel que soit l'intervalle en  $p_{\text{T}}$  considéré.



(a) Facteur de correction lié à la résolution fini de l'angle reconstruit  $\phi$  du J/ψ en fonction de  $p_{\text{T}}$ .

(b)  $v_2$  du J/ψ reconstruits après que la correction sur la résolution en  $\psi$  ai été appliquée.

**Fig. V.17** – Correction en  $\psi$  et implication sur la valeur de  $v_2$  des simulations.

Les résultats de  $v_2$  des données réelles n'utilisent que quatre intervalles en  $p_{\text{T}}$ . Les corrections liées à la résolution en  $\phi$  sont résumées dans le Tab. V.10.

	0-1	1-2	2-3	3-5	0-5	1-5
Sud	0.899	0.987	0.994	0.997	0.997	0.990
Nord	0.899	0.988	0.995	0.997	0.996	0.991

**Tab. V.10** –  $\langle \cos 2\Delta\phi_{J/\psi} \rangle$  pour cinq intervalles en  $p_{\text{T}}$ .

La Fig. V.18 présente le flot elliptique des J/ψ simulés insérés dans des données réelles, corrigés par la résolution en  $\psi$  du Tab. V.10 et correspondants à une valeur initiale de  $v_2 = 0,3$ .

La Fig. V.18a utilise la méthode du rapport de deux intervalles en  $\phi - \psi$  et la Fig. V.18b l'ajustement dans trois intervalles. La statistique utilisée pour cette simulation est comparable à celle de la mesure préliminaire du paragraphe V.4. Les résultats sont compatibles avec le flot elliptique initial indiqué par des croix. Ceci valide la chaîne de reconstruction et la méthode d'analyse.

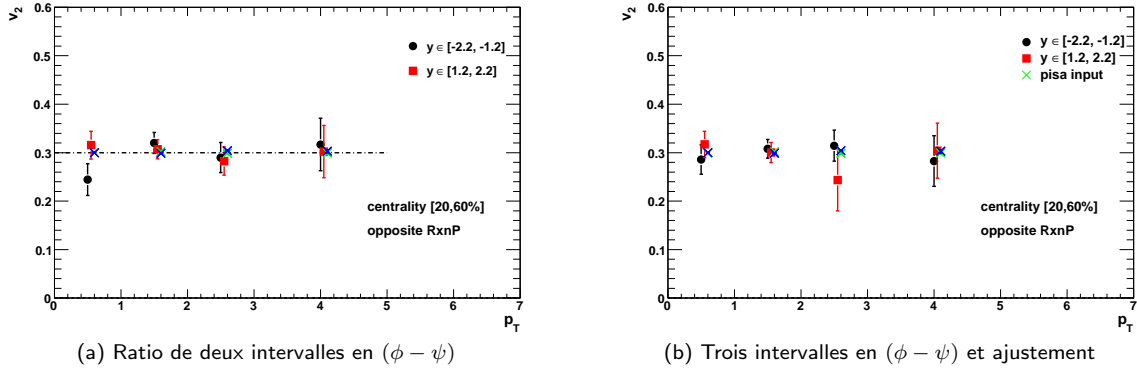


Fig. V.18 –  $v_2$  en utilisant une statistique plus faible de simulations de  $J/\psi$  insérés dans des données réelles.

### V.3.4.3 Application de la correction sur l'angle $\phi$

En principe, la correction sur la résolution finie de l'angle  $\phi$  du  $J/\psi$  devrait être appliquée aux données réelles comme la correction sur la résolution du plan de réaction. Cependant, il n'est pas possible de mesurer cette résolution directement, ni de vérifier si les valeurs obtenues avec les simulations sont représentatives des données réelles. Cette source de correction sera plutôt prise en compte dans l'erreur systématique sur la mesure de  $v_2$ .

## V.3.5 Calcul des erreurs sur la mesure de $v_2$

### V.3.5.1 Erreur statistique et erreur systématique non corrélées entre les points

L'erreur sur le taux de production du  $J/\psi$  provient de l'erreur statistique et systématique sur nombre de  $J/\psi$ . La façon dont cette erreur est prise en compte dépend de la méthode utilisée pour calculer  $v_2$  à partir des taux de productions du  $J/\psi$  :

- Pour la méthode utilisant un ajustement (paragraphe V.3.3.2), elle est prise en compte comme une erreur non corrélée entre les intervalles en  $(\phi - \psi)$ , et donc propagée (via l'ajustement) au  $v_2$  résultant.
- Pour la méthode utilisant le rapport  $N^{\text{in}}/N^{\text{out}}$  (paragraphe V.3.3.1), elle est estimée via l'Eq. (V.32) pondérée par la résolution du RxnP  $\sigma_{RP}$ .

### V.3.5.2 Erreurs systématiques corrélées entre les points

Une erreur sur l'estimation de la résolution du RxnP a été calculée au paragraphe V.2.1 et doit être prise en compte dans le calcul de l'erreur de  $v_2$ . Cette erreur est non corrélée entre les intervalles de centralité mais très corrélée entre les intervalles en  $p_T$  du  $J/\psi$  à cause de la manière dont la résolution du RxnP est calculée. De ce fait, cette erreur ne doit

pas être ajoutée quadratiquement aux erreurs non corrélées décrites précédemment. Elle est représentée séparément avec des boîtes sur les figures et se calcule selon l'Eq. (V.37) :

$$\delta_{v_2}^{syst} = |v_2| \cdot \sqrt{(\delta\sigma_{RxnP})^2} \quad (\text{V.37})$$

D'autre part, les simulations présentées dans la paragraphe V.3.4 ont montré que la précision obtenue sur la mesure de l'angle  $\phi$  du J/ψ se dégrade à bas  $p_T$  ( $p_T < 0.1$  GeV/c). Cette erreur est corrélée entre les intervalles de  $p_T$  mais non corrélée entre les intervalles en centralité. Cette erreur est ajoutée quadratiquement à l'erreur liée à la résolution du RxnP de façon asymétrique, c'est à dire qui augmente la taille de l'erreur corrélée entre les points vers le bas<sup>(5)</sup>. Le Tab. V.11 donne les valeurs de cette incertitude systématique asymétrique en intervalle de  $p_T$ , ce qui correspond à  $1 - \langle \cos 2(\phi - \psi) \rangle$ . Cette erreur n'est pas négligeable pour le premier intervalle en  $p_T$ .

$p_T$	0-1	1-2	2-3	3-5	0-5	1-5
Sud	0.101	0.013	0.006	0.003	0.034	0.010
Nord	0.101	0.012	0.005	0.003	0.034	0.009

**Tab. V.11** – Correction systématique sur la résolution en  $\phi$  du J/ψ pour chaque intervalle en  $p_T$ .

### V.3.5.3 Erreur systématique globale

Une erreur systématique doit être associée à la technique utilisée pour déterminer l'angle du plan de réaction et sa résolution. Elle peut être estimée en changeant la technique ou les détecteurs utilisés pour estimer cet angle et cette résolution et en comparant les valeurs de  $v_2$  correspondantes. Cette estimation a été réalisée de manière extensive par une autre analyse de PHENIX qui s'intéresse aux électrons non photoniques [238]. La même erreur est utilisée ici parce qu'au premier ordre cette étude ne dépend pas de la nature des particules dont on cherche à mesurer le flot elliptique. Elle vaut 3% et est considérée comme étant une erreur globale qui susceptible de bouger tous les points de la même amplitude relative. Cette erreur apparaît en texte sur les figures de résultats.

## V.4 Résultats

### V.4.1 $v_2$ en fonction de $p_T$ avec la méthode de deux intervalles en $\phi - \psi$

Les résultats sont présentés en fonction de l'impulsion transverse pour les intervalles en centralité [20,40]%, [40,60]%, [20,60]% et pour chaque bras sur la Fig. V.19 (voir paragraphe V.3.5 pour la signification des erreurs). Les valeurs de  $v_2$  correspondantes ont également été rassemblées dans le Tab. V.12. Les premières erreurs qui apparaissent sont les erreurs non corrélées point à point (erreurs statistiques et systématiques du taux de production du J/ψ). Les deuxièmes erreurs sont corrélées point à point (incertitude sur les résolutions du plan de réaction et de l'angle  $\phi$  du J/ψ). L'erreur systématique relative globale de 3 % doit être rajoutée pour prendre en compte l'incertitude liée à la méthode de détermination de l'angle du plan de réaction. Les incertitudes non corrélées entre les points sont les plus grandes, et leur taille rend difficile l'interprétation de la tendance de  $v_2$  en fonction de l'impulsion transverse.

<sup>(5)</sup> De façon asymétrique : cette erreur tend à favoriser les valeur plus grandes (en valeur absolue) de  $v_2$ , par rapport à la valeur mesurée. Pour un  $v_2$  positif, l'erreur sera orientée *vers le haut*, alors que pour un  $v_2$  négatif, elle sera orientée *vers le bas*

La valeur dans chaque intervalle en impulsion est placée au centre de celui-ci car il représente la valeur estimée à partir du taux de production de tous les  $J/\psi$  de cet intervalle. Le point correspondant à l'intervalle  $[3, 5]$  GeV/c pour le bras Sud Fig. V.19b n'apparaît pas parce qu'un nombre de  $J/\psi$  négatif a été obtenu pour l'un des intervalles en  $\phi - \psi$ , ce qui résulte en une valeur de  $v_2$  non physique, plus grande que 50%. La Fig. V.19c comporte le plus de statistique dans chaque intervalle en  $p_T$  et donc les résultats y sont plus précis. Les valeurs de  $v_2$  obtenues sont compatibles avec 0 pour les deux bras, négatives pour tous les intervalles en  $p_T$  sauf pour le dernier point  $p_T \in [3, 5]$  GeV/c. Les valeurs de  $v_2$  sur l'intervalle en  $p_T$   $[0,5]$  GeV/c sont négatives mais compatibles avec 0 :  $v_2 = -0,066 \pm 0,144 \pm_{0,004}^{0,003}$  pour le bras Sud, et  $v_2 = -0,105 \pm 0,144 \pm_{0,006}^{0,005}$  pour le bras Nord.

Le résultat moyenné sur les deux bras apparaît sur la Fig. V.20 pour chaque centralité. La Fig. V.20c correspond à la plus grande centralité  $[20,60]\%$  et comporte les incertitudes les plus petites. La valeur de  $v_2$  obtenue est compatible avec 0 pour tous les intervalles en  $p_T$ . La valeur de  $v_2$  intégré sur l'intervalle  $[0,5]$  GeV/c est  $v_2 = -0,093 \pm 0,104 \pm_{0,004}^{0,003}$ .

Selon les modèles hydrodynamiques décrits dans le paragraphe I.3.4.2, les  $J/\psi$  de petite impulsion transverse ( $< 1$  GeV/c) sont peu sensibles à l'anisotropie du milieu et devraient posséder un flot elliptique proche de zéro. Par ailleurs ils sont très nombreux<sup>(6)</sup>, et la valeur de  $v_2$  moyennée sur l'intervalle  $[0, 5]$  GeV/c est dominée par leur contribution. Il est de ce fait intéressant de mesurer la valeur moyenne de  $v_2$  sur un intervalle qui exclut le domaine des petites impulsions transverses, soit, par exemple,  $[1, 5]$  GeV/c. Les résultats correspondants sont donnés dans le Tab. V.12 et indiqués sur les Fig. V.20.

Le flot elliptique du  $J/\psi$  sur l'intervalle en  $p_T$   $[0,5]$  GeV/c et l'intervalle en centralité  $[20,60]\%$  sont compatibles entre le bras Nord et Sud dans les barres d'erreurs (voir l'avant dernière ligne du Tab. V.12). La différence entre les deux mesures est de l'ordre de la somme quadratique des erreurs de ces mesures. C'est également le cas des valeurs pour presque tous les intervalles plus réduits en  $p_T$  et centralité. le flot elliptique combiné entre les deux bras intégré entre 0 et 5 GeV/c est négatif à environ une déviation standard de zéro.

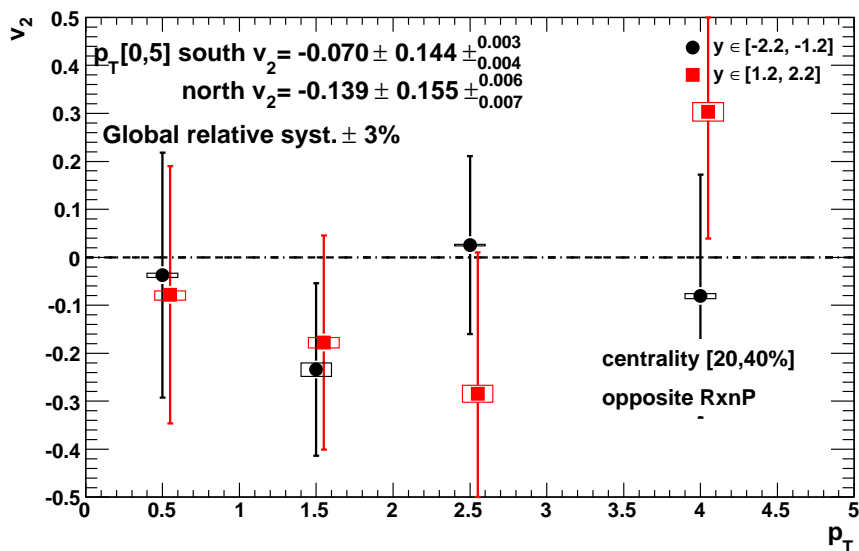
## V.4.2 Comparaison avec l'utilisation des autres configurations de RxnP

Comme il a été discuté dans le paragraphe V.2.2, le choix des détecteurs utilisés pour mesurer l'angle du plan de réaction des collisions est susceptible de biaiser la mesure du flot elliptique du  $J/\psi$ , en raison de la présence des particules émises lors de la neutralisation du  $J/\psi$  dans l'acceptance du RxnP appartenant au même bras que le  $J/\psi$  considéré. Comparer les résultats du flot elliptique du  $J/\psi$  obtenus avec l'utilisation d'un seul détecteur RxnP pour l'estimation du plan de réaction, celui du bras opposé où passent les muons de désintégration du méson, avec d'autres configurations des détecteurs RxnP pourrait donner une idée de ce biais. Si celui-ci est correctement estimé, alors la possibilité d'utiliser les détecteurs RxnP Nord et Sud simultanément permettra une mesure plus précise du flot elliptique du  $J/\psi$ . Les résultats obtenus pour les différentes configurations sont décrits dans les paragraphes V.4.2.1 et V.4.2.2. Ils sont présentés sur les Fig. V.21 et Fig. V.22.

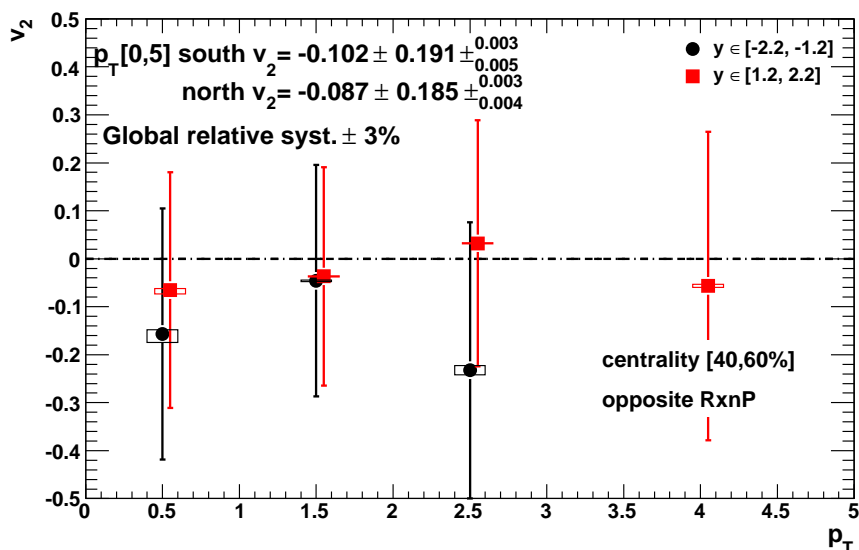
### V.4.2.1 Utilisation du RxnP du même bras que le $J/\psi$ détecté

La Fig. V.21a montre le flot elliptique en fonction de  $p_T$  en utilisant le détecteur du même bras que celui du  $J/\psi$  pour mesurer le plan de réaction, pour le bras Nord en rouge et Sud en noir.

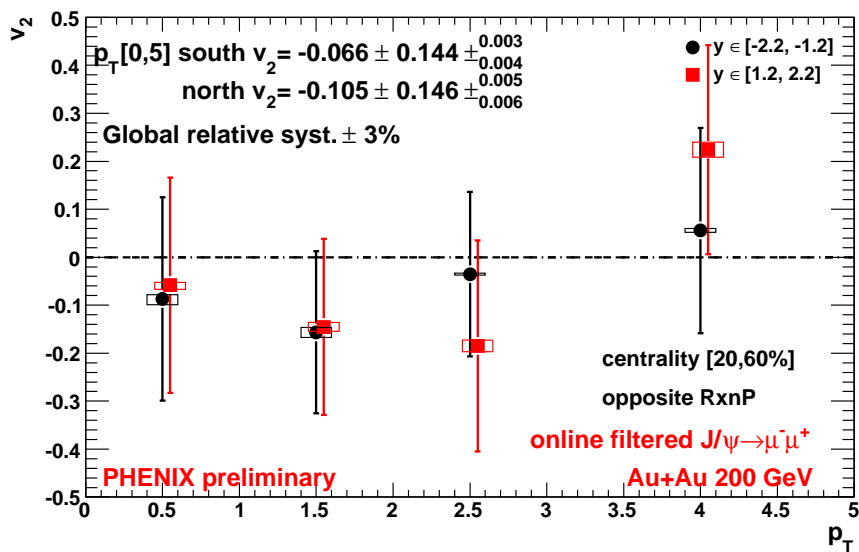
<sup>(6)</sup> La contribution dominante vient de  $[1,2]$ GeV/c.



(a) Centralité (20,40)%

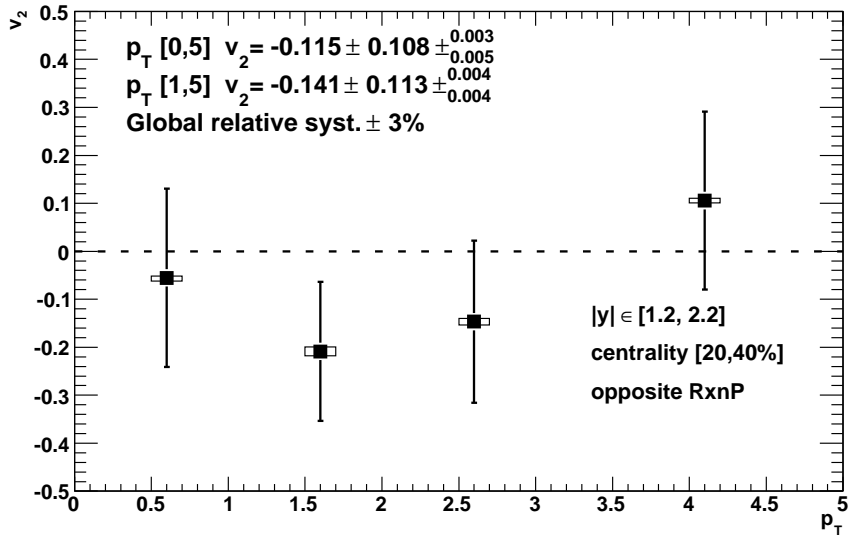


(b) Centralité (40,60)%

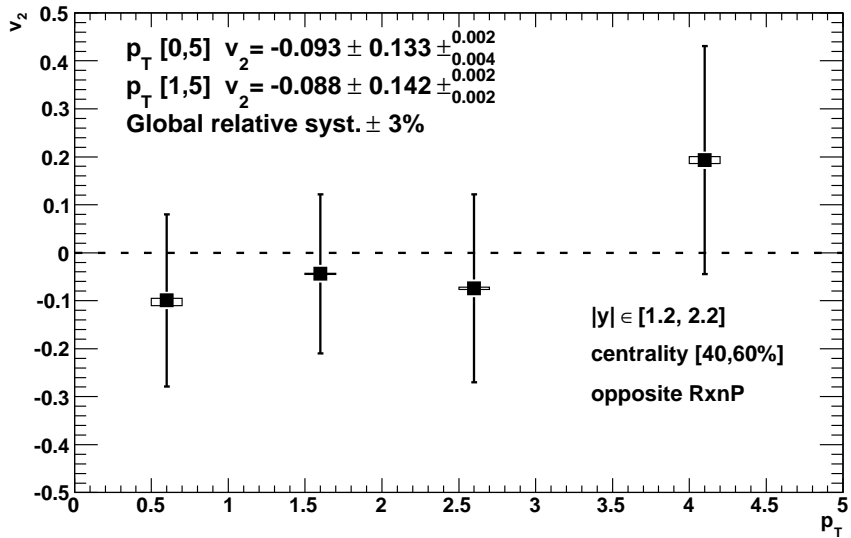


(c) Centralité (20,60)%

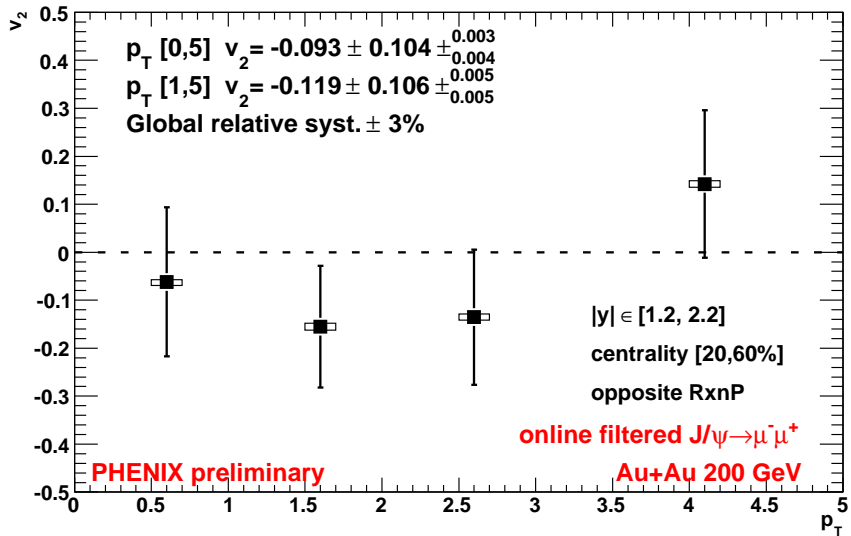
Fig. V.19 –  $v_2$  en fonction de  $p_T$  en n'utilisant le ratio des deux intervalles en  $\phi - \psi$ .



(a) Centralité (20,40)%



(b) Centralité (40,60)%



(c) Centralité (20,60)%

Fig. V.20 –  $v_2$  en fonction de  $p_T$  en utilisant le ratio des deux intervalles en  $\phi - \psi$ , moyenné sur les bras Nord et Sud.

centrality	$p_t$	$v_2^{\text{south}}$	$v_2^{\text{north}}$	$v_2^{\text{sum}}$
[20, 40]	[0, 1]	$-0.037 \pm 0.255^{+0.004}_{-0.005}$	$-0.078 \pm 0.268^{+0.008}_{-0.011}$	$-0.055 \pm 0.186^{+0.004}_{-0.007}$
[20, 40]	[1, 2]	$-0.234 \pm 0.180^{+0.014}_{-0.014}$	$-0.178 \pm 0.223^{+0.011}_{-0.011}$	$-0.209 \pm 0.145^{+0.009}_{-0.009}$
[20, 40]	[2, 3]	$0.025 \pm 0.186^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.285 \pm 0.295^{+0.018}_{-0.018}$	$-0.147 \pm 0.169^{+0.007}_{-0.007}$
[20, 40]	[3, 5]	$-0.081 \pm 0.253^{+0.005}_{-0.005}$	$0.303 \pm 0.264^{+0.019}_{-0.019}$	$0.106 \pm 0.186^{+0.005}_{-0.005}$
[20, 40]	[0, 5]	$-0.070 \pm 0.144^{+0.003}_{-0.004}$	$-0.139 \pm 0.155^{+0.006}_{-0.007}$	$-0.115 \pm 0.108^{+0.003}_{-0.005}$
[20, 40]	[1, 5]	$-0.098 \pm 0.148^{+0.004}_{-0.004}$	$-0.166 \pm 0.167^{+0.007}_{-0.007}$	$-0.141 \pm 0.113^{+0.004}_{-0.004}$
[40, 60]	[0, 1]	$-0.157 \pm 0.262^{+0.009}_{-0.018}$	$-0.065 \pm 0.245^{+0.004}_{-0.008}$	$-0.099 \pm 0.180^{+0.004}_{-0.011}$
[40, 60]	[1, 2]	$-0.046 \pm 0.241^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.037 \pm 0.227^{+0.001}_{-0.001}$	$-0.044 \pm 0.166^{+0.001}_{-0.001}$
[40, 60]	[2, 3]	$-0.232 \pm 0.308^{+0.010}_{-0.010}$	$0.032 \pm 0.257^{+0.001}_{-0.001}$	$-0.074 \pm 0.196^{+0.002}_{-0.002}$
[40, 60]	[3, 5]	$0.528 \pm 0.360^{+0.028}_{-0.028}$	$-0.057 \pm 0.321^{+0.003}_{-0.003}$	$0.193 \pm 0.238^{+0.007}_{-0.007}$
[40, 60]	[0, 5]	$-0.102 \pm 0.191^{+0.003}_{-0.005}$	$-0.087 \pm 0.185^{+0.003}_{-0.004}$	$-0.093 \pm 0.133^{+0.002}_{-0.004}$
[40, 60]	[1, 5]	$-0.074 \pm 0.206^{+0.003}_{-0.003}$	$-0.090 \pm 0.194^{+0.003}_{-0.003}$	$-0.088 \pm 0.142^{+0.002}_{-0.002}$
[20, 60]	[0, 1]	$-0.087 \pm 0.212^{+0.009}_{-0.012}$	$-0.058 \pm 0.225^{+0.006}_{-0.008}$	$-0.062 \pm 0.155^{+0.004}_{-0.008}$
[20, 60]	[1, 2]	$-0.157 \pm 0.169^{+0.010}_{-0.010}$	$-0.145 \pm 0.184^{+0.009}_{-0.009}$	$-0.155 \pm 0.127^{+0.007}_{-0.007}$
[20, 60]	[2, 3]	$-0.035 \pm 0.171^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.185 \pm 0.220^{+0.012}_{-0.012}$	$-0.135 \pm 0.141^{+0.006}_{-0.006}$
[20, 60]	[3, 5]	$0.056 \pm 0.214^{+0.004}_{-0.004}$	$0.224 \pm 0.218^{+0.016}_{-0.016}$	$0.142 \pm 0.153^{+0.007}_{-0.007}$
[20, 60]	[0, 5]	$-0.066 \pm 0.144^{+0.003}_{-0.004}$	$-0.105 \pm 0.146^{+0.005}_{-0.006}$	$-0.093 \pm 0.104^{+0.003}_{-0.004}$
[20, 60]	[1, 5]	$-0.069 \pm 0.143^{+0.005}_{-0.005}$	$-0.139 \pm 0.152^{+0.006}_{-0.006}$	$-0.119 \pm 0.106^{+0.005}_{-0.005}$

**Tab. V.12** –  $v_2$  du J/ψ en fonction de  $p_T$  pour les bras Nord, Sud et combinés, avec la méthode du ratio.

La mesure pour l'intervalle en  $p_T$  [2,3] GeV/c est éloignée de plus d'une déviation standard entre le bras Nord et Sud, d'autant plus que le flot elliptique ne peut pas être inférieur à 50% pour des raisons géométriques. Ceci est statiquement peu probable, mais reste possible d'autant que tous les autres points sont compatibles dans les limites de leurs incertitudes<sup>(7)</sup>. Cette différence indique sans doute un ajustement du signal du J/ψ de mauvaise qualité dans l'un des intervalles en  $\phi - \psi$  pour le bras Sud. La valeur de  $v_2$  intégrée entre 0 et 5 GeV/c pour le bras Nord est cependant proche de celle obtenue lorsque le détecteur RxnP opposé est utilisée. En revanche, le flot elliptique du bras Sud, bien que toujours compatible avec zéro, est cette fois positif. Le  $v_2$  obtenu sur l'intervalle en  $p_T$  [0, 5] GeV/c (Fig. V.20c) pour cette configuration (pour laquelle le biais devrait être maximal) est encore plus compatible avec 0 que lorsque le détecteur RxnP situé dans le bras opposé est utilisé.

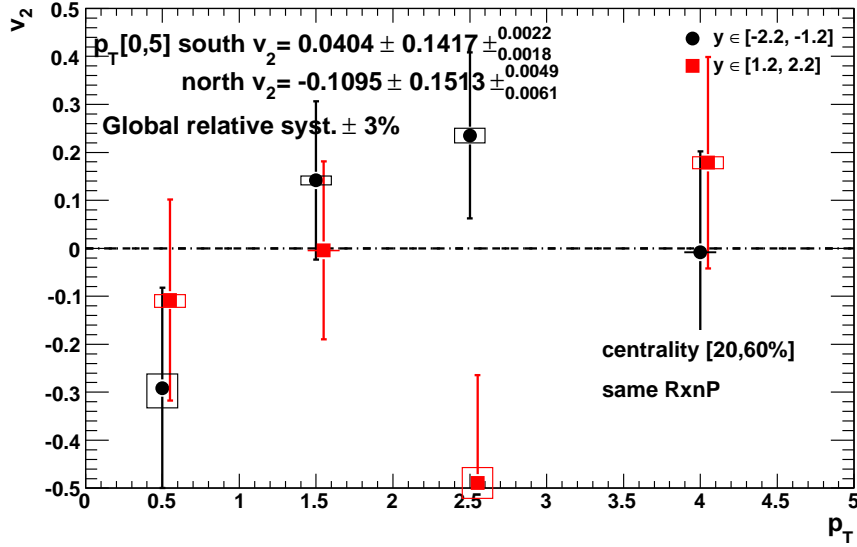
Le biais attendu par la présence de particules radiatives créées dans le même bras où passent le J/ψ devrait augmenter les valeurs de  $v_2$ . Aucun effet de ce type n'est observé sur les données compte tenu des incertitudes sur les mesures, pour tous les points, excepté, peut-être, le point [1, 2] GeV/c<sup>(8)</sup>. C'est également l'intervalle où est produit un nombre maximal de J/ψ. Ainsi, un biais possible dans cet intervalle dominerait la valeur intégrée sur [0, 5] GeV/c. Cependant, la valeur intégrée ne montre pas de biais. Ceci signifierait donc que le biais observé pour cet intervalle n'est pas significatif.

#### V.4.2.2 Utilisation des deux RxnP

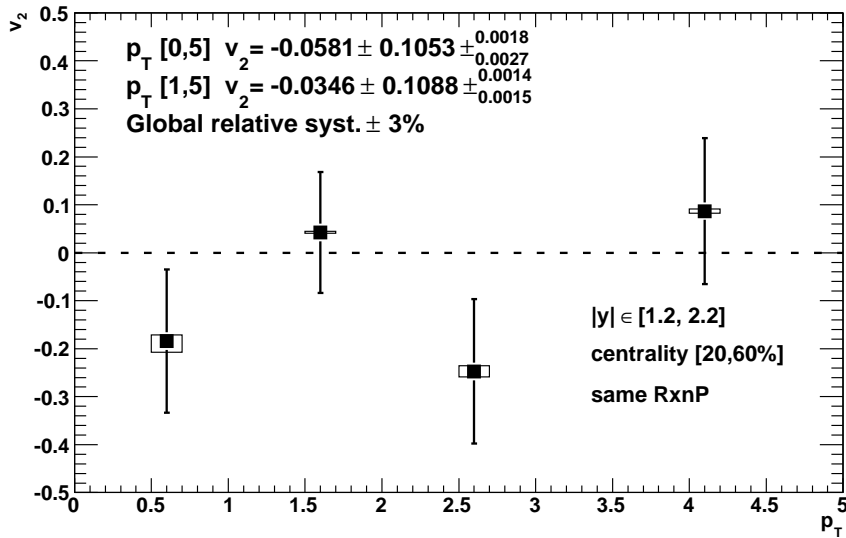
La Fig. V.22b montre le flot elliptique obtenu en fonction de  $p_T$  lorsque les deux RxnP sont utilisés pour mesurer le plan de réaction. Elle présente des similitudes avec la Fig. V.21b notamment pour les résultats des intervalles [0,1] et [1,2] GeV/c où les valeurs sont très proches et la tendance est la même. La valeur de  $v_2$  intégrée sur toutes les impulsions transverses

<sup>(7)</sup> Le  $v_2$  et les incertitudes devraient normalement être estimé de façon à ne pas permettre un  $v_2$  supérieur à 50% en valeur absolue. Entre autre, le calcul des erreur devraient être fait de façon à ce que l'erreur sur un  $v_2$  proche de la limite soit plus grand pour les valeurs opposées.

<sup>(8)</sup> Les trois autres points bougeraient plutôt dans le mauvais sens.



(a) Centralité (20,60)%, bras Sud en noir et Nord en rouge.



(b) Centralité (20,60)%, moyenne nord et sud

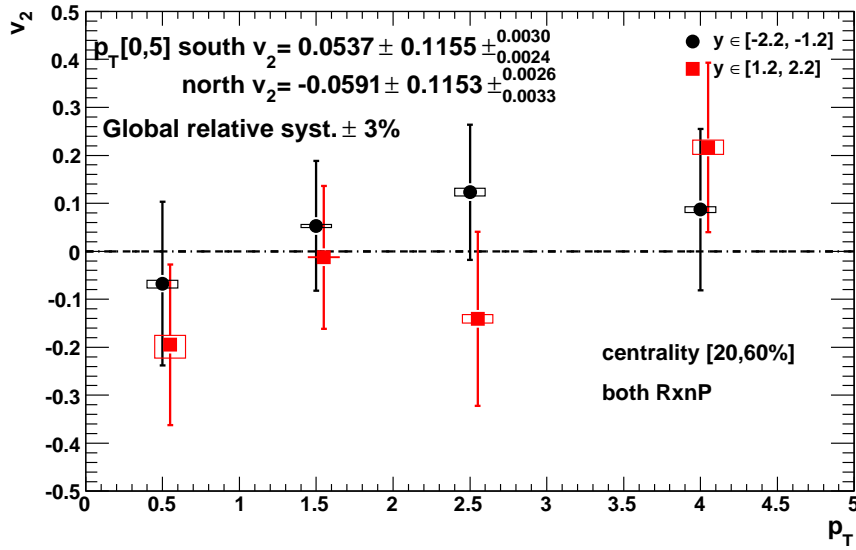
**Fig. V.21** –  $v_2$  en fonction de  $p_T$  avec la méthode du ratio de deux intervalles en  $\phi - \psi$  et en utilisant le détecteur de RxnP où passent les muons de désintégration du  $J/\psi$  pour estimer le plan de réaction.

est toujours négative pour le bras Nord, mais moins que pour les Fig. V.19c et Fig. V.21a. La valeur de  $v_2$  pour le bras Sud, en revanche, est positive comme pour la Fig. V.21a. La moyenne sur les deux bras présentée à la Fig. V.22b montre un  $v_2$  qui augmente légèrement avec  $p_T$ , mais qui reste compatible avec 0. le flot elliptique obtenu entre  $[0,5]$  GeV/c est toujours négatif, mais compatible avec des valeur davantage positives que pour les deux autres configurations d'utilisation des RxnP. D'ailleurs, la valeur pour l'intervalle  $[1,5]$  GeV/c est compatible avec un  $v_2$  de valeur encore plus positive.

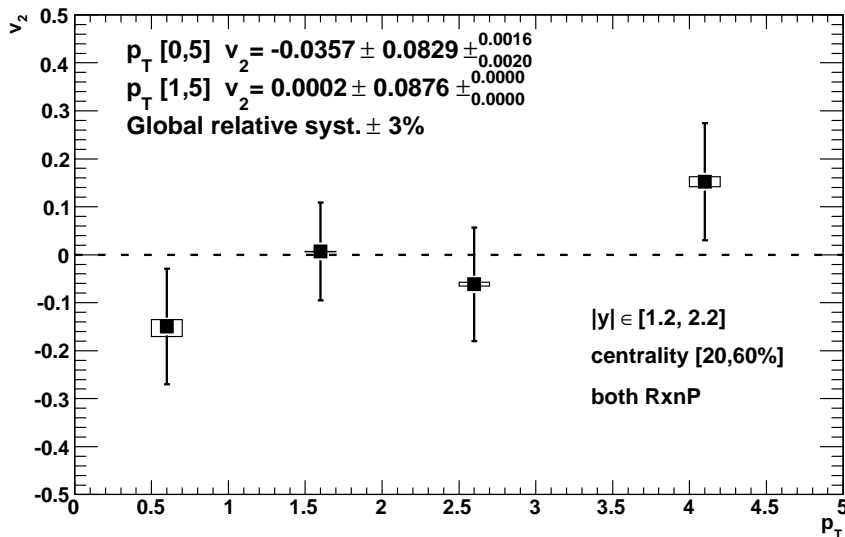
### V.4.2.3 Conclusions

En dehors du point du bras Nord pour  $p_T \in [2, 3]$  GeV/c, les mesures de  $v_2$  de chaque bras en utilisant le RxnP du bras où est mesuré le  $J/\psi$  et les deux RxnP donnent des mesures très proches. Les valeurs obtenues pour les trois configurations sont très corrélées. Les valeurs





(a) Centralité (20,60)%, bras Sud en noir et Nord en rouge.



(b) Centralité (20,60)%, moyenne nord et sud

**Fig. V.22** –  $v_2$  en fonction de  $p_T$  avec la méthode du ratio de deux intervalles en  $\phi - \psi$  et en utilisant les deux détecteurs RxnP pour estimer le plan de réaction.

obtenues à  $p_T \in [3, 5]$  GeV/c sont très proches pour chaque configuration. Ceci suggère que le biais serait négligeable. Cependant, l'amplitude des incertitudes de la mesure ne permet pas de conclure de façon suffisamment précise sur la question, ce qui justifie que les résultats obtenus avec la méthode utilisant les RxnP du bras opposé à celui où passe le  $J/\psi$  aient été utilisés dans l'analyse préliminaire de PHENIX. L'augmentation de  $v_2$  relatif entre l'intervalle  $[3, 5]$  GeV/c et les intervalles en  $p_T$  inférieurs semble être suggérée par les résultats mais n'est pas significative dans les barres d'erreurs.

### V.4.3 Vérifications

#### V.4.3.1 Estimation de l'erreur sur $v_2$

Le calcul formel de l'erreur sur la mesure de  $v_2$  détaillé à l'annexe F montre que cette erreur ne dépend que de la statistique utilisée pour mesurer  $v_2$  :

$$\sigma_{v_2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{1}{\sigma_{RP}} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N} \quad (\text{V.38})$$

Ainsi, il est possible de vérifier si l'erreur non corrélée point à point sur  $v_2$  à la bonne amplitude, ceci de façon indépendante à une quelconque méthode de mesure de  $v_2$ . Le Tab. V.13 compare les erreurs non corrélées de  $v_2$  avec les erreurs pondérées selon l'Eq. (F.7) du taux de production du  $J/\psi$ . L'accord observé entre les deux erreurs statistiques valide la bonne estimation des erreurs par la méthode du rapport du signal dans deux intervalles en  $\phi - \psi$ . Les petites différences pourraient venir de l'ajustement sur chaque intervalle en  $\phi - \psi$  ou du second terme de l'Eq. (F.7)<sup>(9)</sup>.

centrality	$p_t$	$v_2^{\text{south}}$	$\sigma_N^{\text{south}}/N$	$v_2^{\text{north}}$	$\sigma_N^{\text{north}}/N$
[20, 40]	[0, 1]	$-0.037 \pm 0.255$	0.249	$-0.078 \pm 0.268$	0.257
[20, 40]	[1, 2]	$-0.234 \pm 0.180$	0.185	$-0.178 \pm 0.223$	0.228
[20, 40]	[2, 3]	$0.025 \pm 0.186$	0.198	$-0.285 \pm 0.295$	0.273
[20, 40]	[3, 5]	$-0.081 \pm 0.253$	0.243	$0.303 \pm 0.264$	0.253
[20, 40]	[0, 5]	$-0.070 \pm 0.144$	0.164	$-0.139 \pm 0.155$	0.175
[20, 40]	[1, 5]	$-0.098 \pm 0.148$	0.165	$-0.166 \pm 0.167$	0.186
[40, 60]	[0, 1]	$-0.157 \pm 0.262$	0.272	$-0.065 \pm 0.245$	0.260
[40, 60]	[1, 2]	$-0.046 \pm 0.241$	0.252	$-0.037 \pm 0.227$	0.245
[40, 60]	[2, 3]	$-0.232 \pm 0.308$	0.295	$0.032 \pm 0.257$	0.264
[40, 60]	[3, 5]	$0.528 \pm 0.360$	0.320	$-0.057 \pm 0.321$	0.294
[40, 60]	[0, 5]	$-0.102 \pm 0.191$	0.222	$-0.087 \pm 0.185$	0.215
[40, 60]	[1, 5]	$-0.074 \pm 0.206$	0.229	$-0.090 \pm 0.194$	0.223
[20, 60]	[0, 1]	$-0.087 \pm 0.212$	0.221	$-0.058 \pm 0.225$	0.226
[20, 60]	[1, 2]	$-0.157 \pm 0.169$	0.182	$-0.145 \pm 0.184$	0.200
[20, 60]	[2, 3]	$-0.035 \pm 0.171$	0.191	$-0.185 \pm 0.220$	0.220
[20, 60]	[3, 5]	$0.056 \pm 0.214$	0.217	$0.224 \pm 0.218$	0.220
[20, 60]	[0, 5]	$-0.066 \pm 0.144$	0.170	$-0.105 \pm 0.146$	0.174
[20, 60]	[1, 5]	$-0.069 \pm 0.143$	0.167	$-0.139 \pm 0.152$	0.178

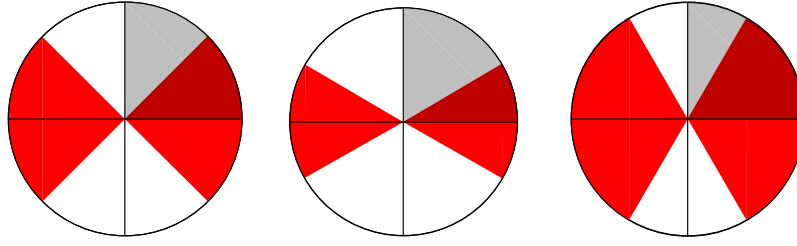
**Tab. V.13** –  $v_2$  du  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$  pour le bras Nord, Sud et combinés, en utilisant la méthode du ratio des de deux intervalles en  $\phi - \psi$ . La colonne  $\sigma_N/N$  correspond à l'incertitude relative statistique et systématique sur le taux du  $J/\psi$  dans le même intervalle en  $p_T$  et centralité, intégré sur  $(\phi - \psi)$ .

#### V.4.3.2 Utilisation d'une autre valeur de $a$ comme délimitation des deux intervalles en $(\phi - \psi)$

Au lieu de séparer les deux angles considérés dans les résultats préliminaires par  $a = \pi/4$ , d'autres valeurs auraient pu être utilisées. Par exemple choisir comme délimitation l'angle  $a = \pi/3$  rajoute de la statistique dans l'intervalle contenant le plan de réaction et ainsi contraint davantage l'estimation du nombre de  $J/\psi$  dans celui-ci. Cette sous section décrit l'influence du choix de  $a$  sur  $v_2$ .

La Fig. V.23 présente les trois paires d'intervalles qui sont testés.

<sup>(9)</sup> Corrections du second ordre.



**Fig. V.23** – Intervalles en  $(\phi - \psi)$  utilisés pour obtenir le flot elliptique du  $J/\psi$  avec la méthode du ratio de deux intervalles en  $\phi - \psi$ . Trois angles différents sont utilisés pour séparer les deux intervalles en  $(\phi - \psi)$ . Gauche : valeur nominale  $a = \pi/4$ ; milieu :  $a = \pi/6$ ; droite :  $a = \pi/3$ .

Les  $v_2$  obtenus avec chaque paire d'intervalles sont rassemblés Fig. V.24 lorsque la séparation est effectuée à  $\pi/4$  Fig. V.24a,  $\pi/6$  Fig. V.24b, et  $\pi/3$  Fig. V.24c. La valeur de  $v_2$  est obtenue pour les bras Nord et Sud en fonction de  $p_T$  pour la centralité  $[20, 60]\%$ .

Lorsque  $a = \pi/4$  est utilisé, les  $v_2$  des bras Nord et Sud des premiers intervalles en  $p_T$  ont un accord trop bon statistiquement (la différence entre les mesures est négligeable devant l'incertitude des mesures, ce qui est statistiquement improbable pour deux mesures indépendantes). Cependant cet accord semble venir d'une coïncidence car lorsque  $a$  varie, l'accord entre ces deux points varie également. Les mesures de chaque bras pour les trois configurations sont statistiquement compatibles. Les intervalles choisis n'influencent donc pas la mesure de  $v_2$ .

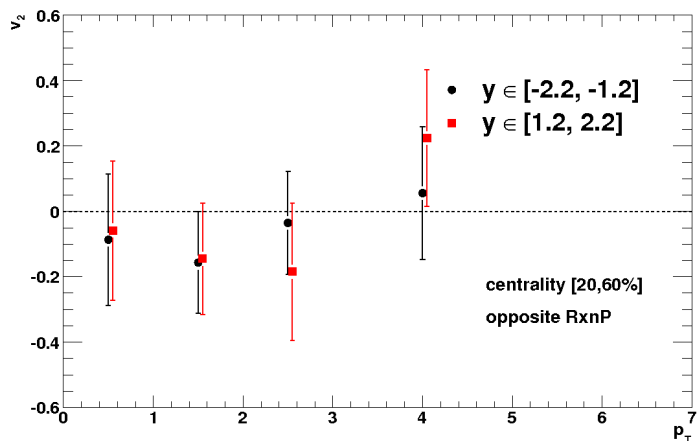
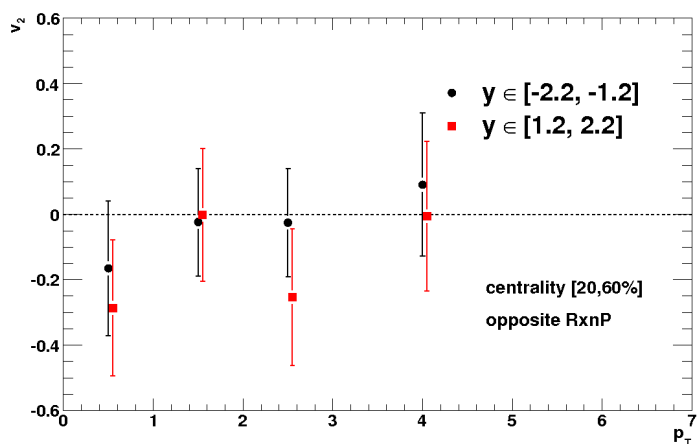
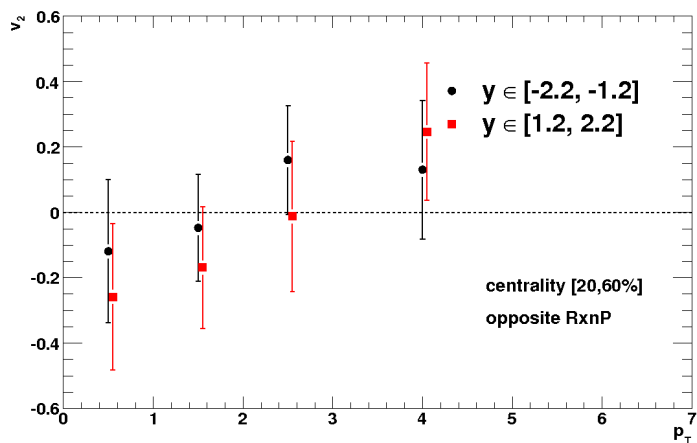
#### V.4.3.3 Comparaison avec la méthode des trois intervalles en $\phi - \psi$ ajustés

Les résultats obtenus avec l'ajustement en utilisant trois intervalles en  $\phi - \psi$  ne sont utilisés que pour comparaison avec les résultats préliminaires principalement parce que certains des ajustements réalisés dans la méthode utilisant trois intervalles en  $\phi - \psi$  sont de mauvaise qualité. Ceci est dû à une moins bonne statistique dans chaque intervalle<sup>(10)</sup> et à un mauvais contrôle de l'amplitude du bruit de fond résiduel dans les spectres de masse invariante des paires de signe opposé. La Fig. V.25 montre le flot elliptique obtenu avec la méthode de trois intervalles en  $\phi - \psi$  pour le bras Sud (cercles noirs), Nord (carrés rouges) et combinés (triangles bleus), pour tous les intervalles en centralité. La valeur de  $v_2$  intégré sur  $p_T \in [0, 5]$  GeV/c moyennée sur les deux bras et dans l'intervalle le plus grand est de  $v_2 = -0,087 \pm 0,086 \pm 0,003 \pm_{0,000}^{0,004}$ . Les erreurs non corrélées sont plus petites pour cette méthode que lorsque seuls deux intervalles sont utilisés du fait de l'utilisation d'un ajustement. Le Tab. V.14 résume les valeurs de  $v_2$  pour la méthode de trois intervalles en  $\phi - \psi$ . Tous les  $v_2$  sont proches des valeurs de la méthode de deux intervalles en  $\phi - \psi$  (Tab. V.12). Les valeurs de  $v_2$  pour l'intervalle en  $p_T [0,5]$  GeV/c sont compatibles mais pas identiques.

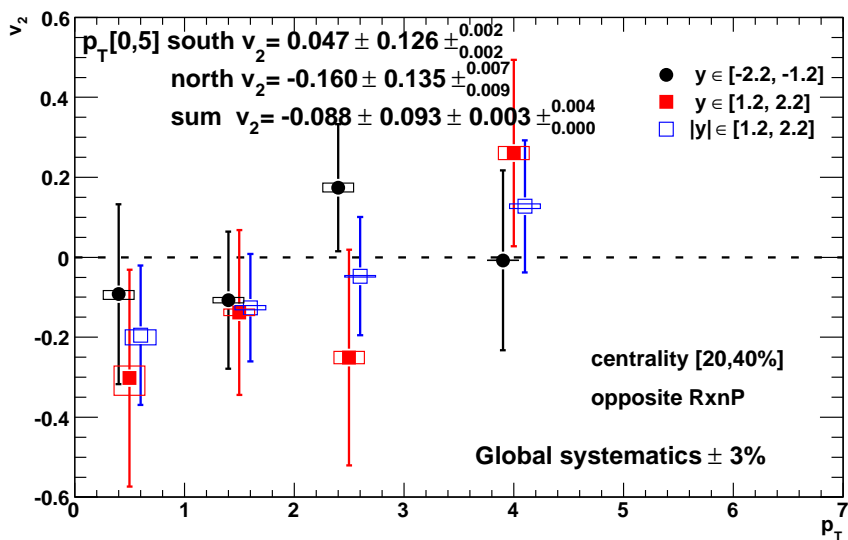
Les raisons suivantes peuvent être invoquées pour expliquer les différences observées entre les valeurs de  $v_2$  avec chaque méthode :

- La mauvaise qualité des ajustements dans certains intervalles de la méthode de trois intervalles en  $\phi - \psi$  ne se reflète pas toujours dans l'erreur point à point non corrélée de  $v_2$ . Par exemple, la Fig. V.26 montre le signal du  $J/\psi$  dans les trois intervalles en  $\phi - \psi$  du premier intervalle en  $p_T$  du bras Nord pour la centralité  $[20,60]\%$ . La valeur de  $v_2$  résultant est très éloignée de celle du même intervalle en  $p_T$  et centralité obtenue avec la méthode

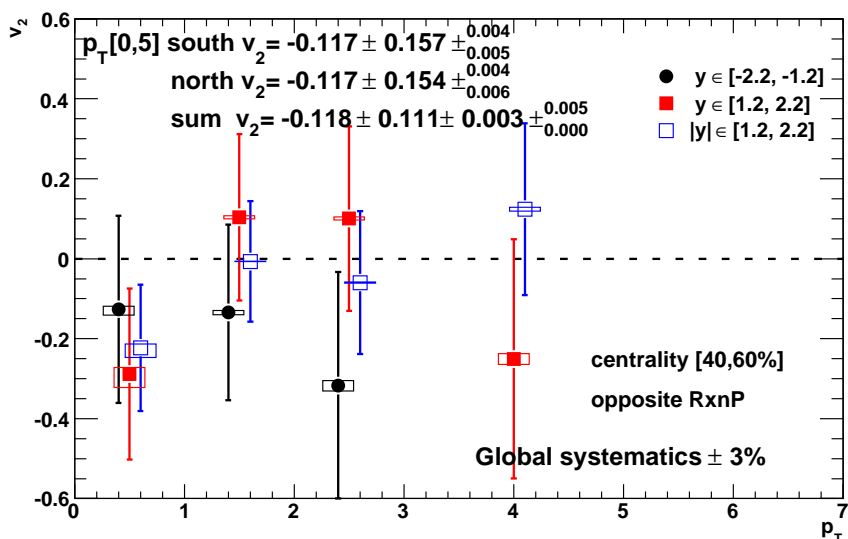
<sup>(10)</sup> La statistique totale est divisé en trois intervalles au lieu de deux.

(a)  $a = \pi/4$  (valeur des résultats préliminaires)(b)  $a = \pi/6$ (c)  $a = \pi/3$ 

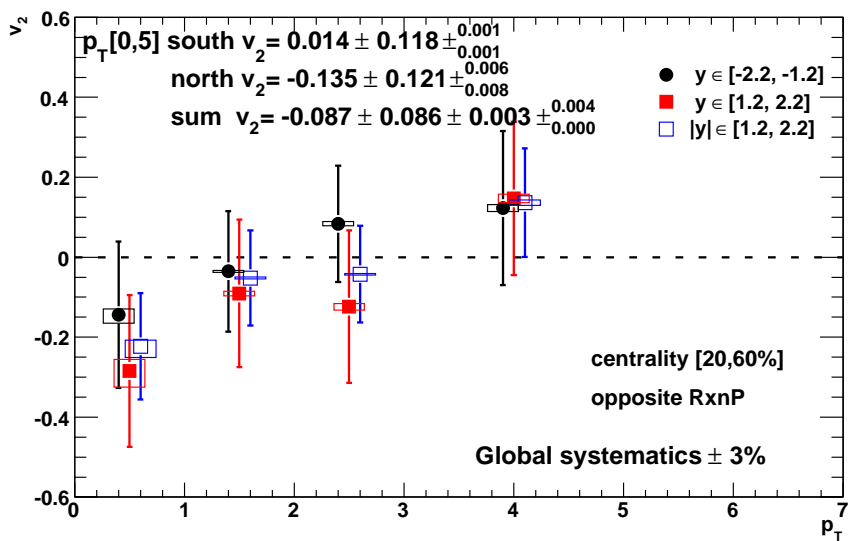
**Fig. V.24** –  $v_2$  du  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$  dans le bras Nord et Sud pour les centralités [20, 60]% et pour les trois valeurs d'angle de séparation différentes.



(a) Centralité (20,40)%



(b) Centralité (40,60)%



(c) Centralité (20,60)%

Fig. V.25 –  $v_2$  du  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$  en utilisant trois intervalles en  $(\phi - \psi)$  et un ajustement.

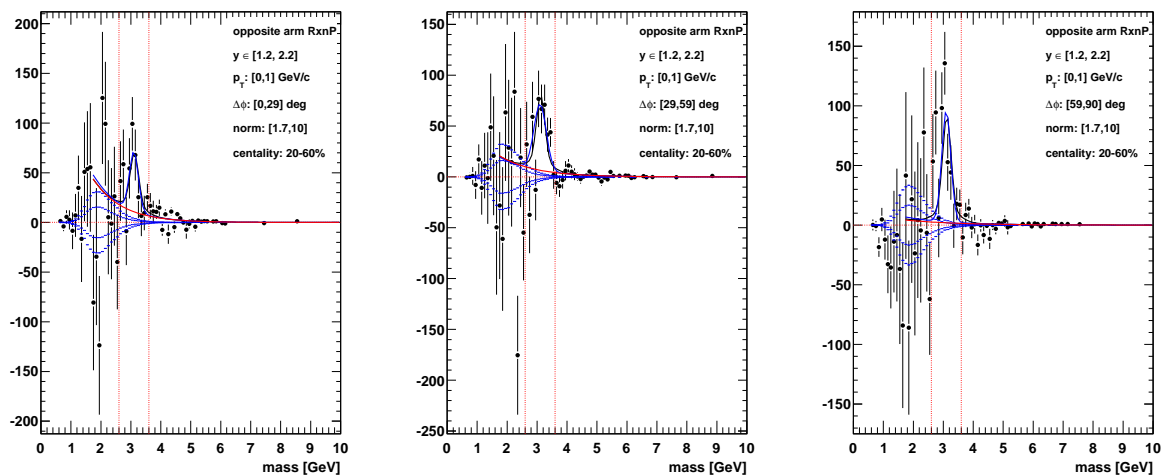
centralité	$p_t$	$v_2^{\text{Sud}}$	$v_2^{\text{Nord}}$	$v_2^{\text{somme}}$
[20, 60]	[0, 1]	$-0,144 \pm 0,183$	$-0,284 \pm 0,190$	$-0,223 \pm 0,133$
[20, 60]	[1, 2]	$-0,035 \pm 0,151$	$-0,091 \pm 0,181$	$-0,052 \pm 0,119$
[20, 60]	[2, 3]	$0,084 \pm 0,146$	$-0,124 \pm 0,191$	$-0,042 \pm 0,121$
[20, 60]	[3, 5]	$0,123 \pm 0,193$	$0,147 \pm 0,192$	$0,137 \pm 0,136$
[20, 60]	[0, 5]	$0,014 \pm 0,118$	$-0,135 \pm 0,121$	$-0,087 \pm 0,086$
[20, 60]	[1, 5]	$0,059 \pm 0,121$	$-0,108 \pm 0,128$	$-0,057 \pm 0,090$

**Tab. V.14** –  $v_2$  du  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$  pour le bras Nord, Sud et combinés, pour la centralité [20,60]% en utilisant la méthode des trois intervalles en  $(\phi - \psi)$  et ajustement.

de deux intervalles en  $\phi - \psi$ . Le signal observé dans l'intervalle en  $\phi - \psi$  entre  $[0, 30]^\circ$  a un grand rapport signal sur bruit. Cet intervalle devrait avoir un nombre de  $J/\psi$  très supérieur à celui du dernier panneau, ce qui n'est pas le cas. Il est possible que l'erreur sur le nombre de  $J/\psi$  de ce premier intervalle ne reflète pas le mauvais rapport signal sur bruit. Dans ce cas, l'erreur sur le flot elliptique serait sous estimée.

- L'amplitude de l'erreur sur  $v_2$  est trop petite comparée à l'estimation faite au paragraphe V.4.3.1. Ce qui traduit peut être un problème avec l'ajustement par le développement de Fourier Eq. (V.18), ou avec la propagation des erreurs via cet ajustement.

Dans tous les cas, le rapport signal sur bruit est meilleur (par définition) en n'utilisant que deux intervalles en  $\phi - \psi$  ce qui justifie le choix de la méthode du ratio pour le résultat préliminaire.



**Fig. V.26** – Signal avec la méthode des trois intervalles en  $\phi - \psi$  et ajustement pour le bras Nord,  $p_T \in [0, 1]$  et la centralité [20,60]%

## V.5 Conclusions

La première mesure du flot elliptique du  $J/\psi$  à rapidité positive dans les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons a été réalisée avec l'expérience PHENIX, en particulier pour la centralité [20,60]% et en fonction de l'impulsion transverse entre 0 et 5 GeV/c. Toute la

statistique des données enregistrées en 2007 a été utilisée. Les résultats ont été obtenus avec les données filtrées de niveau 2. Au total,  $4,4 \cdot 10^9$  évènements équivalents de biais minimum ont été utilisés dans le bras Sud et  $3,9 \cdot 10^9$  dans le bras Nord.

Les résultats obtenus présentés au paragraphe V.19 comportent de grandes incertitudes, dominées par les erreurs non corrélées entre les points. Il est de ce fait difficile de tirer des conclusions de cette mesure. Les résultats obtenus sont compatibles à la fois avec un flot elliptique nul, et un flot elliptique de grande amplitude (négatif, ou positif). Pour l'intervalle  $p_T \in [0, 5]$  GeV/c, le résultat est  $v_2 = -0,094 \pm 0,104^{+0,003}_{-0,004}$ . Pour l'intervalle  $p_T \in [1, 5]$  GeV/c,  $v_2 = -0,119 \pm 0,106 \pm 0,005$ . Ces valeurs moyennes sont dominées par la contribution des  $J/\psi$  de petite impulsion transverse, pour lesquels le flot elliptique attendu (notamment par les modèles hydrodynamiques) est effectivement proche de zéro.

# VI

## Discussion des résultats

« En science, la phrase la plus excitante que l'on peut entendre, celle qui annonce des nouvelles découvertes, ce n'est pas "Eureka" mais c'est "drôle". »  
IsaacAsimov

« Le temps met tout en lumière »  
Thales

Dans le chapitre [V.33](#), le flot elliptique du  $J/\psi$  vers l'avant dans les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons a été mesuré pour la première fois. Les paragraphes suivants cherchent à mettre en perspective cette mesure, au regard :

- de la mesure à rapidité nulle, au paragraphe [VI.1](#),
- des prédictions théoriques, au paragraphe [VI.2](#),
- des améliorations possibles en utilisant les données de biais minimum, au paragraphe [VI.3.1](#), ou des prochaines prises de données au paragraphe [VI.3.2](#),
- et des mesures du flot elliptique du  $J/\psi$  aux énergies du SPS, au paragraphe [VI.4](#).

Enfin, le paragraphe [VI.5](#) conclut sur la compréhension actuelle du milieu formé via l'étude des quarkonia.

### VI.1 Comparaison avec le flot elliptique à rapidité nulle

#### VI.1.1 Mesure à rapidité nulle

En complément de la mesure décrite dans ce manuscrit, le flot elliptique du  $J/\psi$  a également été mesuré à rapidité nulle par PHENIX dans les collisions Au+Au à 200 GeV [[239](#)]. La méthode utilisée pour cette mesure est différente de celle utilisée à rapidité positive. Cette méthode demande en effet une très bonne maîtrise du flot elliptique du bruit de fond ce qui n'a pas pu être obtenu à rapidité positive<sup>(1)</sup>. Elle repose sur l'additivité du flot elliptique du signal  $v_2^S(M_{J/\psi})$  [[240](#)] :

$$N^{FG}(M_{J/\psi}) \cdot v_2^{FG}(M_{J/\psi}) = N^S(M_{J/\psi}) \cdot v_2^S(M_{J/\psi}) + N^{BG}(M_{J/\psi}) \cdot v_2^{BG}(M_{J/\psi}) \quad (\text{VI.1})$$

avec

- $N^{FG}(M_{J/\psi})$ , le nombre de paires de signe opposé,
- $v_2^{FG}(M_{J/\psi})$ , la valeur de  $v_2$  des paires de signe opposé des mêmes événements,

<sup>(1)</sup> L'ajustement du  $v_2$  du bruit de fond à rapidité positive n'est pas possible avec une fonction simple.



- $N^S(M_{J/\psi})$ , le nombre de  $J/\psi$  mesurés,
- $N^{BG}(M_{J/\psi})$ , le nombre de paires du bruit de fond,
- $v_2^{BG}(M_{J/\psi})$ , la valeur de  $v_2$  des paires du bruit de fond.

Toutes ces valeurs sont évaluées au niveau de la région en masse du  $J/\psi$ ,  $M \in [2, 9; 3, 3]$  GeV/ $c^2$ . La largeur de l'intervalle de masse invariante utilisé pour compter les  $J/\psi$  à rapidité nulle ( $[2, 9; 3, 3]$ ) est beaucoup plus petite que celle de l'intervalle utilisé pour la mesure à rapidité positive ( $[2, 6; 3, 6]$ ) parce que la résolution en masse du  $J/\psi$  est nettement moins bonne à rapidité positive, notamment à cause de la présence de l'absorbeur frontal.

Cette équation peut être réécrite sous la forme :

$$v_2^S(M_{J/\psi}) = v_2^{FG}(M_{J/\psi}) \cdot \frac{N^{FG}(M_{J/\psi})}{N^S(M_{J/\psi})} - f^{BG}(M_{J/\psi}) \cdot \frac{N^{comb}(M_{J/\psi})}{N^S(M_{J/\psi})} \quad (\text{VI.2})$$

$N^S(M_{J/\psi})$  et  $f^{BG}(M_{J/\psi})$  sont estimées de la manière suivante :

- $N^S = N^{FG} - (N^{comb} + N^{rem})$ , où  $N^{comb}$  est la contribution du bruit de fond combinatoire estimée avec une méthode utilisant le mélange d'évènements, similaire à celle décrite dans le paragraphe V.1.1.2 et  $N^{rem}$  est la contribution restante du bruit de fond (processus physiques ou incertitude sur la normalisation du bruit de fond mélangé) ajusté avec une fonction exponentielle.
- $f^{BG}(M)$  est ajusté en dehors de la région en masse du  $J/\psi$  par  $v_2^{FG}(M) \cdot \frac{N^{FG}(M)}{N^{comb}(M)}$ , puis extrapolée dans la région en masse du  $J/\psi$   $M \in [2.9, 3.3]$  GeV/ $c^2$ .

Cette méthode est similaire (mais pas identique) à celle qui avait été utilisée par PHENIX pour mesurer le flot elliptique du  $\phi$  dans des collisions Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [192].

À rapidité nulle, la mesure du  $J/\psi$  se fait grâce à la détection des électrons de décroissance. Ceux-ci sont identifiés par leur radiation Čerenkov dans le RICH et déposent leur énergie dans l'EMCal (voir la description de ces détecteurs paragraphe II.5). L'analyse préliminaire du flot elliptique avec les données filtrées de niveau 2 utilise  $2 \cdot 10^9$  évènements équivalents de biais minimum (soit 42% de la statistique totale du Run-7). La centralité des collisions étudiées est la même qu'à rapidité positive : [20,60%]. Le nombre de  $J/\psi$  vaut :  $887 \pm 72$ . Le rapport signal sur bruit dans la centralité étudiée est de 1/2,7.

### VI.1.2 Résultats

Le flot elliptique du  $J/\psi$  mesuré à rapidité centrale est présenté sur le panneau du haut Fig. VI.1 (cercles ouverts bleus) en fonction de l'impulsion transverse. Il est comparé aux résultats obtenus à rapidité positive (cercles fermés magenta). Les erreurs représentées par des barres verticales sont les erreurs statistiques et systématiques non corrélées entre les points venant de l'extraction du signal. Les boites représentent les erreurs systématiques corrélées entre les intervalles en  $p_T$ . Ces erreurs ont plusieurs contributions :

- l'erreur sur l'extraction du  $v_2$  estimée en regardant la différence entre les valeurs de  $v_2$  obtenues pour un intervalle en masse invariante donné soit en utilisant un ajustement (Eq. (V.17)) soit en utilisant directement la valeur moyenne  $\langle \cos 2(\phi - \psi) \rangle$  sur l'intervalle en question ;

- l'incertitude sur la forme de  $v_2$  du bruit de fond (en fonction de la masse invariante de la paire d'électrons), estimée par un ajustement aux distributions du bruit de fond soit par une constante, soit par un polynôme de degré 1, soit par un polynôme de degré 2.

Enfin, les systématiques globales écrites sur la figure sont les mêmes qu'à rapidité positive<sup>(2)</sup>.

Les flots elliptiques mesurés aux deux rapidités sont de même ordre. Les incertitudes décorréelées sont également du même ordre, alors que le nombre de  $J/\psi$  disponibles pour la mesure à rapidité nulle est 4 fois inférieur. Ceci est du :

- au choix de la méthode utilisée pour extraire  $v_2$ ,
- au meilleur rapport signal/bruit à rapidité nulle,
- et au fait que la mesure à rapidité nulle utilise les deux RxnP pour mesurer le plan de réaction.

En revanche, les erreurs corrélées sont nettement plus grandes que celles de la mesure à rapidité positive, ce qui est également lié au choix de la méthode.

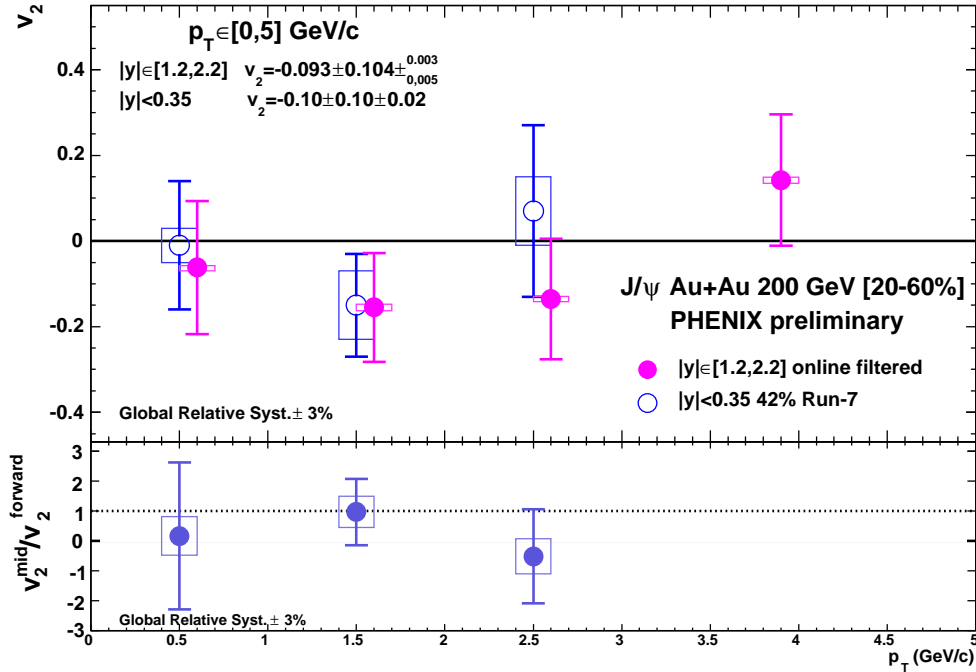
La valeur de  $v_2$  à rapidité nulle, comme à rapidité positive, est négative pour  $p_T \in [2, 3]$  GeV mais augmente avec  $p_T$ . Leurs valeurs sont très proches pour les intervalles  $[0, 1]$  GeV/c et  $[1, 2]$  GeV/c. Il semble que le flot elliptique aurait tendance à augmenter pour l'intervalle  $[2, 3]$  GeV/c mais les incertitudes sont très grandes ce qui rend impossible toute conclusion. La statistique disponible n'est pas suffisante pour mesurer le flot elliptique du  $J/\psi$  à rapidité nulle dans l'intervalle  $[3, 5]$  GeV/c alors que cette valeur serait intéressante pour vérifier si les mesures à rapidité nulle et positive sont toujours très proches mêmes à grand  $p_T$ . Les valeurs de  $v_2$  obtenues sur l'intervalle  $[0, 5]$  GeV/c pour chaque rapidité sont presque identiques :  $v_2 = -0,094 \pm 0,104 \pm_{0,004}^{0,004}$  à  $|y| \in [1, 2; 2, 2]$  et  $v_2 = -0,10 \pm 0,10 \pm 0,02$  à  $|y| < 0,35$ .

Le panneau du bas de la Fig. VI.1 présente le rapport des flots elliptiques mesurés à rapidité nulle et positive en fonction de  $p_T$ . Ce rapport est compatible avec l'unité pour les trois intervalles en  $p_T$  considérés. Ceci est à comparer au rapport des facteurs de modification nucléaires entre les deux rapidités. Ces derniers sont présentés sur la Fig. VI.2 panneau du haut pour des données du Run-4 à rapidité nulle publiées [140] et du Run-7 à rapidité positive préliminaires [241], en fonction de  $N_{part}$  et le rapport des  $R_{AA}$  mesurés à rapidité positive sur celui mesuré à rapidité nulle dans le panneau du bas. Le rapport des  $R_{AA}$  montre que la suppression du facteur de modification nucléaire est plus forte à rapidité positive. Ceci peut être expliquée (pour plus de détails voir paragraphe I.2.4.4) :

- soit par la présence d'effets nucléaires froids de grande amplitude (tels que du shadowing ou du CGC important),
- soit par la présence d'une plus grande recombinaison à rapidité nulle où la densité de quarks  $c$  et  $\bar{c}$  serait plus importante.

Si des effets de recombinaison sont responsables de la plus faible suppression du  $J/\psi$  à rapidité nulle pour les collisions centrales (grandes valeurs de  $N_{part}$  Fig. VI.2), alors un flot elliptique plus grand est attendu à rapidité nulle qu'à rapidité positive. Par ailleurs, l'effet devrait être plus prononcé à grand  $p_T$  (dans la mesure ou l'impulsion des  $J/\psi$  issus de la recombinaison est la somme de celle des quarks charme qui le constituent). Cette augmentation restera cependant relativement réduite dans la mesure où la variation de la section

<sup>(2)</sup> Elles prennent en compte la technique utilisée pour déterminer l'angle et la résolution du plan de réaction.



**Fig. VI.1** – Panneau du haut : flot elliptique en fonction de l'impulsion transverse pour la centralité [20,60%] mesuré dans les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons à rapidité nulle (cercles ouverts bleus) et à rapidité positive (cercles fermés en magenta). Panneau du bas : ratio du  $v_2$  de la rapidité nulle sur le  $v_2$  de la rapidité positive en fonction de  $p_T$ .

efficace de production des paires  $c\bar{c}$  reste modérée d'après les calculs NLO. Sur la Fig. VI.1, panneau du bas, cela se traduirait par un rapport plus grand que l'unité, par exemple pour  $p_T \in [3, 5] \text{ GeV/c}$  (ou plus).

Compte tenu de la statistique et des incertitudes actuelles sur les mesures à rapidité positive et nulle, ceci ne pourra pas être réalisé avec les données du Run-7. Il n'est pas possible avec les mesures actuelles de distinguer si la proportion de  $J/\psi$  issus de la recombinaison est différente entre la rapidité nulle et la rapidité positive.

### VI.1.3 Combiner les mesures ?

Les mesures du flot elliptique à rapidité positive et à rapidité nulle sont indépendantes car elles utilisent des détecteurs différents<sup>(3)</sup>, des filtres de sélection des événements différents, et des méthodes de mesure du  $v_2$  différentes<sup>(4)</sup>. Le rapport des mesures aux deux rapidités étant compatible avec l'unité dans les barres d'erreurs, il est possible de combiner statistiquement les résultats. D'ailleurs, il n'est pas clair théoriquement si les résultats mesurés à rapidité positive et rapidité nulle devraient différer ou non, surtout dans la mesure où la rapidité positive maximale n'est que de  $y = 2, 2$ . En effet :

- le flot elliptique des  $J/\psi$  directs, ne devrait pas être différent entre ces deux domaines (et être proche de zéro dans les deux cas) ;
- la physique sous-jacente liée au mouvement collectif donnant lieu au flot elliptique des  $J/\psi$  issus de la recombinaison ne devrait également pas changer beaucoup sur le domaine en rapidité couvert par ces deux mesures.

<sup>(3)</sup> Hormis le RxxP

<sup>(4)</sup> Ainsi les erreurs sur les figures ne sont pas estimées de la même manière.

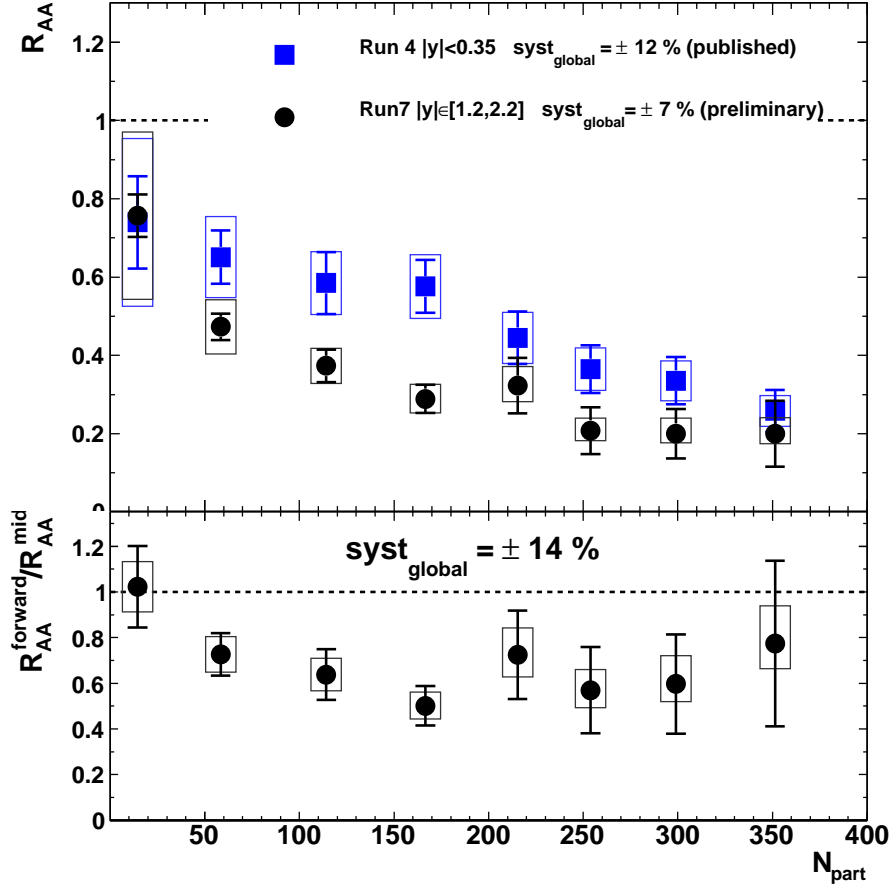


Fig. VI.2 – Ratio des  $R_{AA}$  à rapidité positive et nulle.

Dans ces conditions, et si l'on suppose de plus que les proportions de  $J/\psi$  directs et de  $J/\psi$  issus de la recombinaison varient peu elles aussi entre les deux domaines en rapidité, il serait alors possible de combiner (statistiquement) les deux mesures. Ceci permettrait d'en extraire une mesure unique, dont les incertitudes à la fois statistiques et systématiques seraient plus petites.

La Fig. VI.3 présente le flot elliptique combiné entre les rapidités nulle et positive en fonction de l'impulsion transverse. La valeur du  $v_2$  combiné est la somme du  $v_2$  aux deux rapidités pondéré par les erreurs de chacune des mesures. Le point pour  $p_T > 3$  correspondant à la mesure à rapidité positive uniquement puisqu'aucune mesure n'existe à rapidité nulle. Les erreurs statistiques, tout comme les erreurs systématiques corrélées et décorrélées d'un point à l'autre, ont été considérées comme indépendantes entre les deux mesures, et sont donc moyennées (quadratiquement) lorsque les deux résultats sont combinés. En revanche, l'erreur globale de 3% correspondant à l'incertitude sur la méthode utilisée pour déterminer l'angle du plan de réaction, est considérée comme commune aux deux mesures, et reste inchangée lorsque celles-ci sont combinées.

Cette figure semblerait confirmer la tendance du  $v_2$  à augmenter entre 1 et 5 GeV/c bien que la valeur obtenue pour  $p_T \in [1, 2]$  GeV/c, négative et située à plus d'une déviation standard de zéro, soit difficilement explicable théoriquement. Dans tous les cas, les incertitudes sont très grandes pour justifier cette tendance quantitativement.

La mesure du  $v_2$  du  $J/\psi$  est comparé à celle des saveurs lourdes. Bien que l'axe ne soit pas idéal pour comparer les deux résultats car il ne prend pas en compte la masse des particules<sup>(5)</sup>

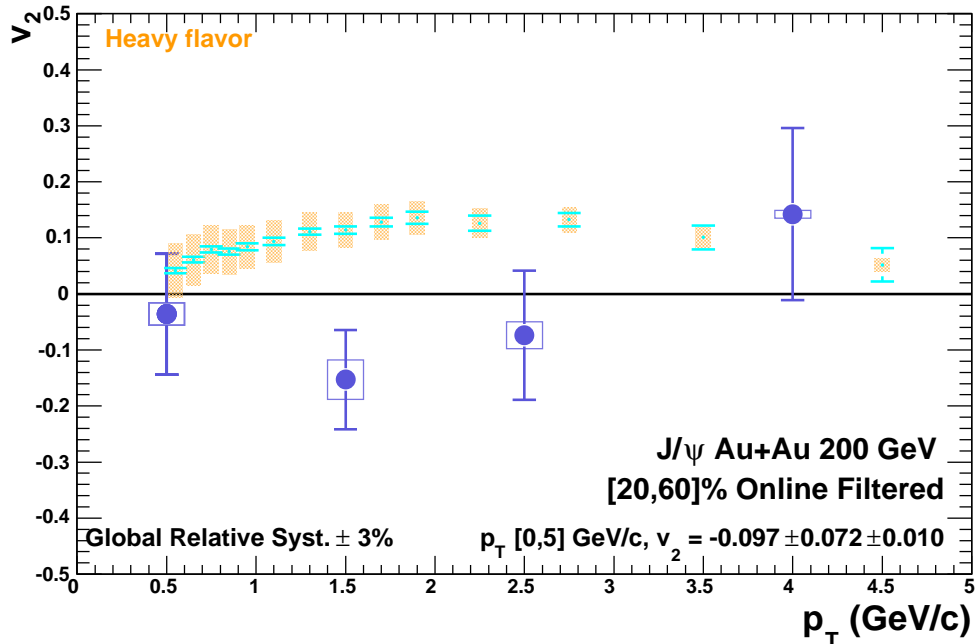


Fig. VI.3 – Mesures du  $v_2$  du  $J/\psi$  à rapidité nulle et positive de PHENIX combinées en bleu comparées avec le  $v_2$  des saveurs lourdes mesuré par PHENIX à rapidité nulle.

## VI.2 Comparaison avec la théorie

Les prédictions du  $v_2$  du  $J/\psi$  des collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons ont été présentées au paragraphe 1.3.4.2. Les prédictions théoriques en fonction de l'impulsion transverse sont comparées à la Fig. VI.4 aux mesures à chaque rapidité Fig. VI.4a et combinées Fig. VI.4b. Les différentes courbes viennent des mécanismes suivant :

- Lorsque les  $J/\psi$  sont formés directement dans les diffusions inélastiques entre partons qui ont lieu aux premiers instant de la collision, leur production est isotropique.
- Le flot elliptique obtenu par la suppression « normale » due à des collisions inélastiques avec les spectateurs et la suppression « anormale » due à des collisions avec les gluons du QGP est faible, légèrement positif atteignant au plus 0,02 pour  $p_T = 5$  GeV/c [149].
- Les modèles qui incluent de la thermalisation partielle ou complète des quarks charmés ou des charmonium suggèrent un  $v_2$  un peu plus grand.
- Ajouter de la recombinaison des quarks  $c$  et  $\bar{c}$  pendant ou au terme de la phase déconfinée augmente la production de charmonia et affecte le flot elliptique. Un modèle de recombinaison totale du  $J/\psi$  (c'est à dire où tous les  $J/\psi$  mesurés viennent de la recombinaison des paires de quarks charme décorréelées) au moment du gel thermique a été étudié dans la référence [200]. Un modèle de recombinaison du  $J/\psi$  couplé à des équations de transport

<sup>(5)</sup> L'axe idéal inclue une correspondance avec la masse de chaque particules, comme par exemple  $kE_T$ . Pour pouvoir comparer à l'oeil les mesures des saveurs lourdes avec celles du  $J/\psi$  il faudrait multiplier les résultats de ces première par environ 2.

a été quant à lui étudié dans les références [201, 198]. Ces trois types de modèles prédisent une forte augmentation du  $v_2$  du  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$  atteignant 0,2 à  $p_T = 5$  GeV/c.

- Un modèle comportant un mélange de  $J/\psi$  directs (c'est à dire produits aux tous premiers instants de la collision) et de  $J/\psi$  produits par recombinaison de paires de quarks charme décorrélés (voir par exemple les références [148, 132]) prédit un  $v_2$  en fonction de  $p_T$  de pente plus modérée atteignant des valeurs intermédiaires de l'ordre de 0,05.
- Enfin, un modèle d'interaction avec des co-voyageurs [242] ne prédit presque pas de flot elliptique dans la limite des barres d'erreur.

Ces modèles correspondent à des prédictions à rapidité nulle, et la plupart n'ont pas de sélection en centralité<sup>(6)</sup>. Les prédictions à rapidité positive devraient être les mêmes en ce qui concerne les  $J/\psi$  directs. Pour les  $J/\psi$  issus de la recombinaison, un flot identique ou légèrement plus petit qu'à rapidité nulle<sup>(7)</sup> est prédit de façon qualitative. En comparant les mesures à ces prédictions, les incertitudes sont pour l'instant trop importantes pour pouvoir distinguer l'influence des différents mécanisme invoqués.

Il est possible de tester la compatibilité statistique du  $v_2$  combiné avec un  $v_2$  positif. Pour l'intervalle [0,5] GeV/c, la probabilité pour que le flot elliptique soit positif est de 10%. Cependant, à cause de la distribution en  $p_T$  du  $J/\psi$ , cette valeur est dominée par l'intervalle [1,2] GeV/c, pour lequel la probabilité d'avoir un  $v_2$  positif n'est que de 6,3%. En réalité, d'après les prédictions théoriques, il serait plus intéressant d'estimer cette probabilité pour  $p_T > 2$  GeV/c car c'est là où le flot elliptique devrait augmenter si le  $J/\psi$  est formé par recombinaison. La probabilité statistique que le flot elliptique combiné entre les deux rapidités soit positif sur l'intervalle [2,5] GeV/c est de 41,9%, et la probabilité pour qu'il soit supérieur à 0,1 est de 15,4%. Une mesure additionnelle à grand  $p_T$  à rapidité nulle permettrait de donner un poids statistique plus grand à cet intervalle.

## VI.3 Perspectives

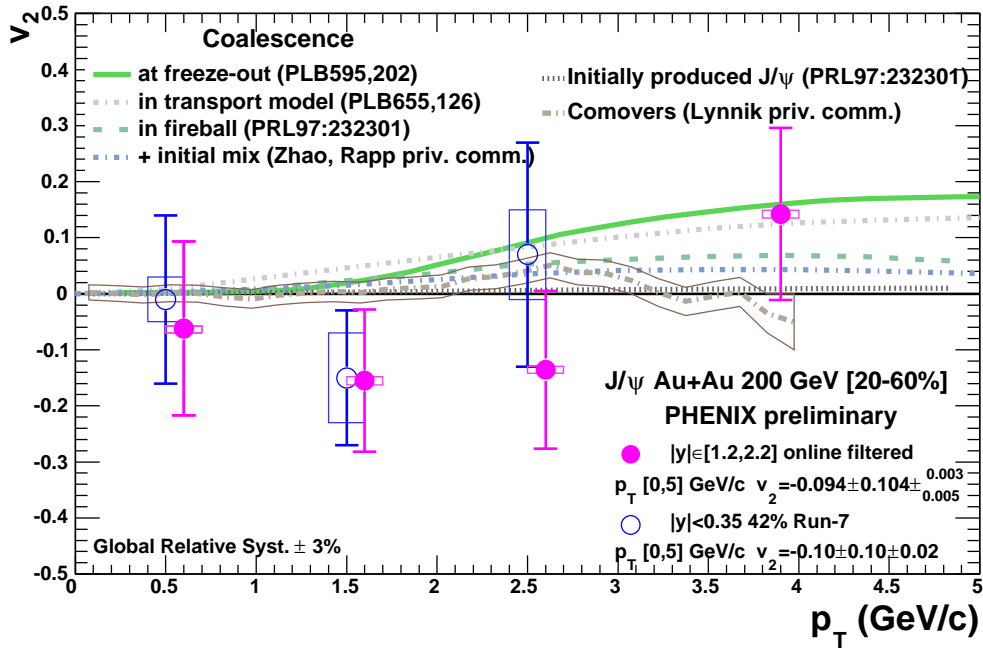
### VI.3.1 Utilisation des données de biais minimum pour la mesure du $v_2$ à rapidité positive

Plusieurs améliorations peuvent être espérées avec l'utilisation des données de biais minimum pour la mesure du  $v_2$  à rapidité positive :

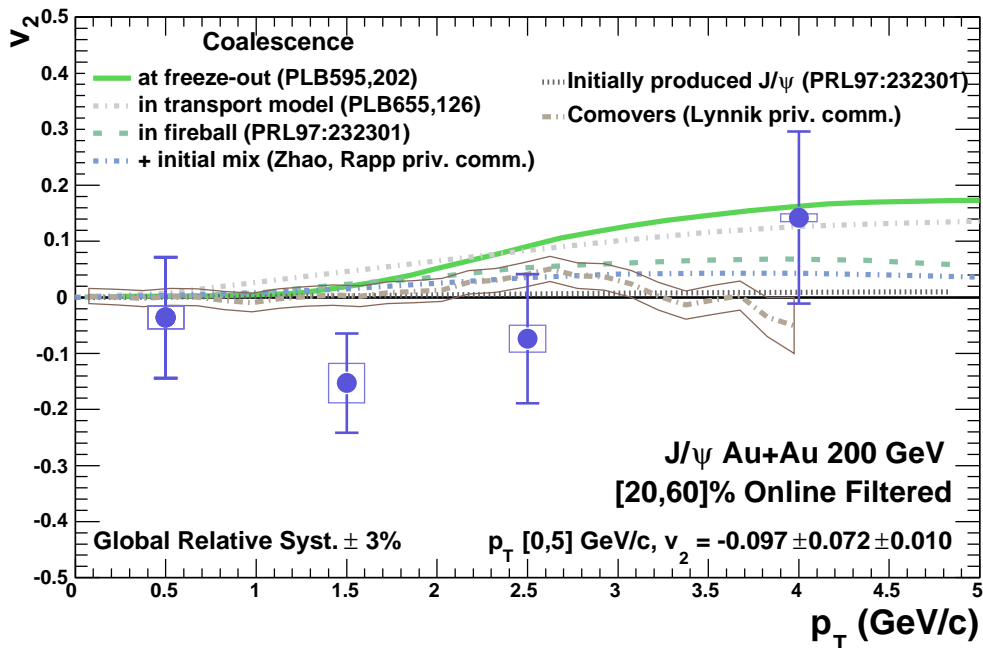
- L'efficacité du filtrage de niveau 2 utilisé pour cette analyse est d'environ 90%. Utiliser les événements de biais minimum permettrait donc d'augmenter la statistique d'environ 10%.
- Les données de biais minimum permettront d'utiliser la méthode de soustraction du bruit de fond basée sur le mélange d'évènements pour calculer le nombre de  $J/\psi$  (voir paragraphe V.1.1.2) au lieu de la méthode de soustraction « combinée » utilisée pour cette analyse (voir paragraphe V.1.1.3). En effet, les biais introduits par le filtrage de niveau 2 sur la distribution en masse invariante des paires de muons des événements mélangés et compensés par l'utilisation des paires de muons de même signe dans la méthode « combinée », ne devraient plus être présents. Or les barres d'erreurs sur le signal avaient augmenté

<sup>(6)</sup> Les auteurs ne pensent pas que ces prédictions changeront beaucoup pour la centralité [20,60%].

<sup>(7)</sup> L'amplitude d'une éventuelle diminution du  $v_2$  à haut  $p_T$  à rapidité positive par rapport à la prédiction à rapidité nulle reste à être quantifiée théoriquement.



(a) Mesures du  $v_2$  à rapidité positive (cercles fermés) et à rapidité nulle (cercles ouverts)



(b) Résultat de la combinaison statistique des mesures aux deux rapidités.

**Fig. VI.4** – Flot elliptique en fonction de l'impulsion transverse mesuré par PHENIX pour la centralité [20,60%] dans les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons comparé aux prédictions théoriques de modèles incluant de la production directe mélangée à plus ou moins de production issus de la recombinaison des quarks charmés.

d'environ  $\sqrt{2}$  à cause de l'utilisation de la méthode combinée. Utiliser les données de biais minimum réduirait donc également les incertitudes statistiques d'environ  $\sqrt{2}$ .

- Comme expliqué au paragraphe IV.5.4.3, il est possible d'améliorer le jeu de coupures choisi de façon à optimiser le rapport signal sur bruit. Dans un premier temps, il devrait par exemple être possible de réduire de moitié la coupure sur le  $\chi^2$  de l'ajustement des trajectoires.
- Enfin, il est possible que le flot elliptique du bruit de fond soit mieux maîtrisé pour les données de biais minimum, auquel cas la méthode utilisée pour le résultat à rapidité nulle (voir paragraphe VI.1.1) pourrait être appliquée.

### VI.3.2 Futures prises de données

Un programme de développement de RHIC, RHIC II, prévoit d'apporter des modifications à l'accélérateur à partir de 2009 de façon à augmenter la luminosité d'un facteur au moins 5 [243]. Ces modifications seront accompagnées de la mise en oeuvre de nouveaux détecteurs, et incluent notamment :

- une réduction du volume des paquets d'ions dans l'accélérateur (à nombre d'ions constants),
- une réduction (le long de l'axe du faisceau) de la région de collision entre les paquets des deux faisceaux au niveau des expériences (il est prévu de passer de  $\pm 30$  cm à  $\pm 10$  cm),
- une augmentation du nombre de paquets injectés dans l'accélérateur.

Le calendrier actuel prévoit une période de donnée en 2013 de collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons. Avec la luminosité attendue pour RHIC II de  $18200 \mu\text{b}^{-1}$ , et si tous les nouveaux détecteurs sont en état de marche, 12 semaines de collisions Au+Au devraient permettre de mesurer  $45000 J/\psi \rightarrow e^+e^-$  et  $395000 J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

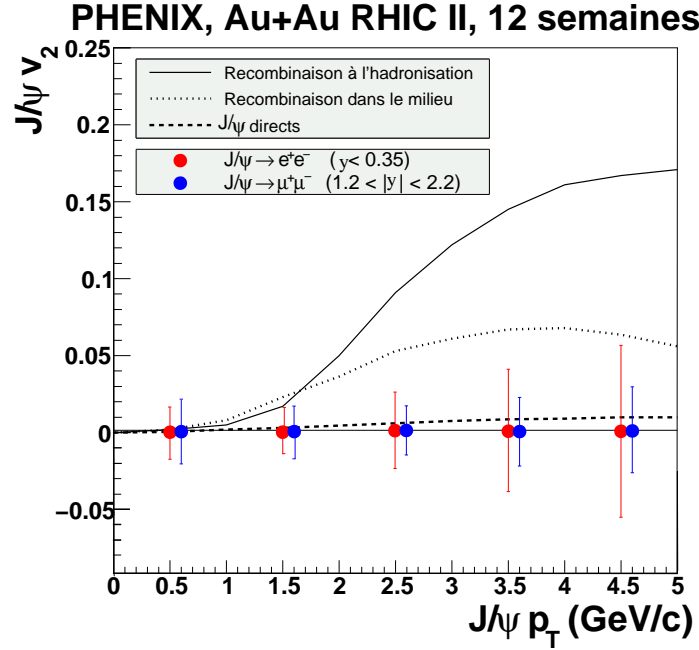
En utilisant un Monte Carlo simple et la luminosité attendue, il est possible d'estimer les erreurs statistiques attendues sur la mesure du  $v_2$  pour ces données. Le paragraphe V.4.3.1 explique comment l'erreur sur la mesure du  $v_2$  dépend seulement de la statistique utilisée pour la mesure. La Fig. VI.5 présente ces estimations pour des  $J/\psi$  venant de la recombinaison des quarks  $c$  et  $\bar{c}$  du milieu. Les simulations incorporent le rapport signal sur bruit ainsi que la résolution du plan de réaction. Contrairement à l'analyse actuelle, l'incertitude statistique pour la mesure vers l'avant présentée sur la Fig. VI.5 est cette fois nettement plus petite que celle de la mesure à rapidité nulle, notamment à cause de l'utilisation :

- de la méthode basée sur le mélange d'évènement (voir paragraphe VI.1.1) pour soustraction du  $J/\psi$
- des deux détecteurs RxnP, au lieu d'un seul comme dans l'analyse présentée au chapitre précédent (voir paragraphe V.3).

Les projections confirment qu'avec une telle statistique il sera alors possible de discriminer certains des modèles et donc le mécanisme de production du  $J/\psi$  si une composante forte de  $J/\psi$  venant de la recombinaison de quarks  $c$  et  $\bar{c}$  existe. D'autre part, la Fig. VI.5 possède deux points entre 3 et 5 GeV/c (contrairement à la mesure actuelle), ce qui devrait permettre de mieux évaluer la dépendance éventuelle du flot elliptique du  $J/\psi$  en  $p_T$ . Peut-être même qu'une mesure à  $p_T$  supérieur à 5 GeV/c sera possible, mais avec des incertitudes plus grandes



que celles de ces prévisions. En l'occurrence, l'invariance du flot elliptique en fonction de  $kE_T$  observée pour les particules légères et décrite dans le paragraphe 1.3.3, si elle reste valable pour les mésons lourds, suggère qu'il faudrait mesurer le flot elliptique du  $J/\psi$  pour des valeurs d'impulsions transverse plus grandes afin de pouvoir observer des valeurs du flot significatives et un effet éventuel de saturation, similaire à celui observé pour les hadrons légers.



**Fig. VI.5** – Prédiction du flot elliptique en fonction de l'impulsion transverse pour 12 semaines de collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons à la luminosité de  $18 \text{ nb}^{-1}$  de RHIC II.

## VI.4 Comparaison avec les résultats de SPS

Les mesures du  $v_2$  du  $J/\psi$  dans les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons donnent une indication du flot elliptique du  $J/\psi$  dans un milieu dense et chaud. Estimer le flot elliptique à plus basse énergie et pour des systèmes où le QGP ne peut pas être formé permet de quantifier le flot elliptique du aux effets froids (c'est à dire en l'absence de plasma de quarks et de gluons). Le paragraphe 1.3.4.3 présente les mesures du flot elliptique du  $J/\psi$  par NA60 et NA50 aux énergies du SPS :

- L'expérience NA60 a mesuré le flot elliptique du  $J/\psi$  dans les collisions In+In [203] à 158 GeV. Un  $v_2$  positif de  $7 \pm 3\%$  est mesuré dans les collisions non centrales [28, 83]% sans sélection en impulsion transverse.
- NA50 a également mesurée le flot elliptique du  $J/\psi$  cette fois ci dans les collisions Pb+Pb [205] à 158 GeV. La valeur du  $v_2$  maximale atteinte est de  $v_2 = 3.5 \pm 1.5 \pm 1.3\%$  pour une impulsion transverse de 2 GeV/c sans sélection en centralité<sup>(8)</sup>.

Pour des collisions In+In, seuls des effets froids sont attendus au SPS, ce qui rend l'amplitude de cette mesure difficilement explicable. En effet, les seuls mécanismes entrant en jeu

<sup>(8)</sup> Comme le  $v_2$  des collisions centrales doit être nul, la valeur du  $v_2$  serait plus grande pour les collisions non-centrales telles que celles utilisées pour la mesure de NA60.

aux énergies du SPS concernent les mécanismes d'absorption nucléaire et d'interaction avec des hadrons co-voyageurs<sup>(9)</sup>. Selon les modèles actuels, de tels effets ne peuvent pas induire de flot elliptique supérieur à 2 ou 3%. En particulier, les interactions responsables de l'absorption nucléaire dans les collisions In+In ont lieu trop tôt dans la collision pour qu'un flot elliptique significatif puisse se développer. Le flot elliptique mesuré semble donc trop grand pour pouvoir être expliqué par de tels effets, même si dans les systèmes plus petits (comme In+In), l'asymétrie spatiale de la zone de recouvrement entre les noyaux au moment de la collisions devrait être quelque peu plus importante que dans les systèmes plus grands comme Au+Au.

Pour les collisions Pb+Pb à SPS, il est possible de former un QGP. Or le flot elliptique mesuré dans ces collisions par NA50 est du même ordre (dans la limite des incertitudes expérimentales, et compte tenu du fait que le domaine en centralité n'est pas le même) que celui observé dans les collisions In+In par NA60. Cette similitude tendrait à indiquer que les mécanismes supplémentaires mise en oeuvre lors de la formation d'un plasma de quarks et de gluons n'influent pas le flot elliptique du  $J/\psi$ , à l'énergie du SPS. Le  $v_2$  mesuré traduirait alors simplement des effets froids comme les prédictions du modèle d'interaction avec les co-voyageurs [242].

L'amplitude de la mesure du  $v_2$  par NA60 reste difficilement explicable. Les hypothèses suivantes peuvent être envisagées :

- Soit les résultats de NA60 mettent en évidence la formation d'un QGP pour les collisions In+In, au sein duquel la densité de quarks charme (plus importante que prévu) permettrait la mise en oeuvre de mécanismes du type recombinaison, responsables du flot elliptique observé.
- Soit il existe d'autres mécanismes qui entre en jeux au SPS et qui pourraient générer du flot elliptique. Il serait éventuellement possible de générer du  $v_2$  des  $J/\psi$  primaires si ceux-ci se fondent dans le milieu en mouvement, sans régénération, mais par diffusion élastique [244]. Ceci pourrait engendrer un  $v_2$  non négligeable au SPS tout comme à RHIC.

La première hypothèse va à l'encontre des autres résultats du SPS. En effet, les mesures du taux de production du  $J/\psi$  en In+In sont en accord avec une extrapolations des effets froids mesurés par NA50 avec des systèmes plus légers. Par ailleurs, si le flot elliptique de NA60 était du à la présence d'un QGP, et à une forte recombinaison, alors l'effet attendu serait encore plus grand dans les collisions Pb+Pb, ce qui n'est pas ce qui est observé par NA50.

Quelle que soit l'hypothèse retenue, l'observation d'un flot elliptique du  $J/\psi$  significativement positif dans les collisions In+In par NA60 a des conséquences considérables pour l'interprétation des résultats à RHIC. Cette mesure impose en effet aux prédictions théoriques de proposer un mécanisme pour ce flot, et de l'ajouter aux mécanismes décrits dans le paragraphe 1.3.4.2 avant comparaison aux données. Par ailleurs, ces mesures montrent qu'il est crucial de mesurer le flot elliptique du  $J/\psi$  pour un système léger (tel que Si+Si ou dans les collisions périphériques Cu+Cu) avant de pouvoir tirer la moindre conclusion sur le flot elliptique observé avec les systèmes lourds (tels que Au+Au).

<sup>(9)</sup> Les interactions avec les co-voyageurs sont limités dans les collisions In+In.

## VI.5 Conclusions

Pendant les trois ans de ma thèse, plusieurs mesures ont pu être finalisées ou effectuées pour tenter de comprendre la production des quarkonia dans le QGP. Ces mesures ont été présentées dans le chapitre I. Dans ce paragraphe, nous allons essayer de répondre à deux questions :

- Comprend-t-on davantage la production des quarkonia dans un QGP ? En d'autres termes : quel est le milieu formé à RHIC dans les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons ?
- Que peut-on espérer dans les années à venir quand à la compréhension du QGP ?

### VI.5.1 Statut des quarkonia

Le mécanisme de formation des paires  $c$  et  $\bar{c}$  est relativement bien compris et expliqué par la théorie. Cependant, aucune certitude n'existe pour l'instant quant au mécanisme de formation du  $J/\psi$ . Le mécanisme de l'octet de couleur est toujours communément utilisé pour expliquer la production du  $J/\psi$  malgré l'incohérence de certaines de ses prédictions (voir paragraphe 1.2.2). Le modèle du singulet de couleur a été récemment développé à des ordres supérieurs et semblerait donner des résultats qui vont dans le sens des mesures expérimentales. Cependant, les corrections invoquées ne suffisent pas encore pour expliquer la production du  $J/\psi$ .

Les effets nucléaires froids sont mal contraints. La mesure de la section efficace d'absorption à RHIC a de très grandes incertitudes qui, une fois extrapolées aux données Au+Au, permettent de reproduire la quasi totalité des effets observés (à part pour les collisions les plus centrales à rapidité avant). Il n'est donc pas possible pour l'instant d'estimer si les résultats dans les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons sont dus uniquement aux effets froids ou non.

La mesure du rapport de modification nucléaire dans ces collisions Au+Au en fonction de la centralité a montré une grande suppression de celui-ci, et une suppression plus grande à rapidité positive que nulle. Ces résultats peuvent être interprétés comme des effets nucléaires froids (dans leurs très grandes barres d'erreurs) ou à un mécanisme de recombinaison des paires de quarks  $c$  et  $\bar{c}$  décorrélés en  $J/\psi$ . La précision des données n'est pas suffisante pour distinguer entre ces deux explications.

La mesure du taux de production du  $J/\psi$ , et notamment la dépendance de ce taux en fonction de sa rapidité et de son impulsion transverse ou de l'impulsion transverse au carré moyenne à également été réalisée par PHENIX. Élargir les mesures à des impulsions plus grandes permettrait de mieux comprendre la recombinaison et les effets de temps de formation. Pour l'instant, le rapport signal sur bruit étant faible à rapidité positive pour la mesure du  $J/\psi$  avec PHENIX, et la courbe du taux de production du  $J/\psi$  en fonction de  $p_T$  diminuant en  $10^{-6}$  selon la formule de Kaplan [245], la mesure de  $J/\psi$  à des impulsions transverses supérieures à 5 GeV/c est compromise. Cependant, l'évolution de la production du  $J/\psi$  en fonction de la rapidité devrait également permettre de contraindre la proportion de  $J/\psi$  issus de la recombinaison. Les incertitudes sur les mesures publiées à ce jour ne permettent pas de conclure pour aucune de ces variables.

La mesure du flot elliptique du  $J/\psi$  détaillée dans ce manuscrit manque pour l'instant de précision. Elle ne renseigne donc pas encore sur le milieu formé dans les collisions Au+Au à

200 GeV par paire de nucléons. Cependant, l'analyse correspondante a permis de démontrer la faisabilité de cette mesure avec le spectromètre de PHENIX, de mettre en évidence les sources d'incertitude systématique dont elle est entachée, et de mieux contraindre la statistique nécessaire pour obtenir une mesure future plus pertinente. Elle a également été l'occasion de nombreuses améliorations dans la méthode de reconstruction et d'identification des  $J/\psi$  en général, dans les bras muons de PHENIX. En cela, elle est à rapprocher de la première mesure du facteur de modification nucléaire du  $J/\psi$  dans des collisions Au+Au réalisée par PHENIX en 2002 [246].

#### **Que manque-t-il donc pour comprendre la production du $J/\psi$ dans le QGP ?**

La mesure de la production du  $J/\psi$  manque de précision sur les résultats en d+Au et Au+Au. De nouvelles observables, comme le flot elliptique du  $J/\psi$ , permettraient d'apporter un élément supplémentaire à la compréhension des mécanismes entrant en jeu dans un QGP. D'autres observables seront sans doute nécessaires pour contourner les limites statistiques qui rendent les conclusions actuelles peu contraignantes.

Les arguments invoqués pour justifier l'étude de la production du  $J/\psi$  dans les collisions d'ions lourds au paragraphe 1.2 reposaient principalement sur le fait que le  $J/\psi$  était une sonde dure, peu sensible aux effets froids. Le fait qu'une fraction significative des  $J/\psi$  mesurés provienne éventuellement de la recombinaison de quarks charme décorrélés invalide en partie le premier argument. Par ailleurs, la nécessité d'invoquer un fort shadowing, ou des effets de type CGC pour expliquer la différence de suppression entre rapidité positive et rapidité nulle dans les collisions Au+Au invalide le second. C'est également le cas de la mesure d'un  $v_2$  significatif par NA60 dans les collisions In+In. Bien que le  $J/\psi$  soit un signal relativement clair car il provient d'une résonance, celui-ci n'est plus exactement une sonde idéale (comme cela avait été initialement affirmé dans la référence [42]) du QGP : les effets susceptibles d'en affecter la production tout au long d'une collision d'ions lourds relativistes sont nombreux, complexes, et difficile à étudier séparément.

#### **VI.5.2 A-t-on formé un plasma de quark et gluons ?**

À l'évidence et comme expliqué dans les livres blancs [27, 28, 29, 30] et les communiqués de presse, un état de la matière dense et chaud a été formé à RHIC. Cet état a été qualifié de liquide presque parfait en raison notamment de la forte suppression des pions observée à grande impulsion transverse, de la suppression des jets, et du flot elliptique des mésons légers bien reproduit par les modèles hydrodynamiques. Il comporte des propriétés nouvelles, peut-être propre à un QGP, mais qui peuvent également ne provenir que de l'extrapolation d'effets nucléaires normaux à une échelle d'énergie différente. Beaucoup de travail est encore nécessaire autant sur le plan expérimental que théorique avant de caractériser complètement le milieu formé.

#### **VI.5.3 Quel avenir pour les quarkonia dans l'étude du QGP**

##### **À l'aube de RHIC II et du LHC, quelles sont les perspectives pour les quarkonia ?**

RHIC II permettra d'augmenter la luminosité considérablement, et l'ajout de nouveaux détecteurs sur PHENIX et également sur STAR permettront d'améliorer la précision des résultats. En l'occurrence, les prévisions pour 2013 affirment que la statistique sera suffisante

pour discriminer le modèle de production du  $J/\psi$  dans les collisions Au+Au à 200 GeV. D'autre part, le nouveau détecteur de vertex de PHENIX permettra de mesurer le charme ouvert et donc apportera des contraintes supplémentaires sur les mécanismes de production.

Les mesures réalisées au LHC devraient permettre de discriminer la production des  $J/\psi$  directs et celle des  $J/\psi$  issus de la recombinaison. Les effets attendus sur la production du  $J/\psi$  au LHC sont les suivants :

- Le  $J/\psi$  devrait y fondre plus qu'à RHIC.
- Il devrait y avoir plus de shadowing et plus d'effets de saturation.
- Il devrait y avoir également plus de recombinaison des paires de quarks charme décorrélés en raison de l'abondance beaucoup plus importante de ces quarks dès les premiers instants de la collision.
- La contribution du  $B$  au taux de production du  $J/\psi$  sera importante.

Si le mécanisme de recombinaison l'emporte, alors le  $J/\psi$  pourra retrouver sa place de « signature irréfutable » du plasma de quarks et gluons. Dans le cas contraire, la situation n'en sera que plus complexe.

En revanche, l'énergie disponible dans les collisions d'ions lourds au LHC devrait permettre l'étude des quarkonia de la famille du  $\Upsilon$ . Cette sonde possède, de façon plus marquée en raison de sa masse environ trois fois plus élevée, des propriétés similaires à celles du  $J/\psi$  : elle est produite aux tout premiers instants de la collisions, et devrait interagir peu avec la matière nucléaire normale. Les calculs de QCD sur réseau prédisent une fonte du  $\Upsilon$  pour une température voisine de deux fois la température critique de formation du QGP (les estimations varient selon les calculs), par des mécanismes similaires à ceux responsables de la fonte du  $J/\psi$ . Ces considérations font du  $\Upsilon$  une sonde dont le rôle (et l'abondance) aux énergies du LHC serait comparable à celui du  $J/\psi$ , à RHIC.

# **Annexes**



# A

## Distribution de Mathieson

---

Soit  $\rho(\lambda)$  la distribution de la charge induite dans les cathodes où la variable unique  $\lambda$  est définie comme le rapport  $\lambda = x/h$  avec  $x$  la position suivant l'axe parallèle à la direction définie par les anodes et  $h$  la distance séparant les anodes des cathodes. Si  $q_a$  est la charge nette reçue au niveau des anodes, la fonction de Mathieson décrit le rapport  $\rho(\lambda)/q_a$  par la relation :

$$\frac{\rho(\lambda)}{q_a} = K_1 \frac{1 - \tanh^2 K_2 \lambda}{1 + K_3 \tanh^2 K_2 \lambda} \quad (\text{A.1})$$

Les constantes  $K_1$ ,  $K_2$  dépendent de  $K_3$  par les relations :

$$K_1 = \frac{K_2 \sqrt{K_3}}{4 \tan^{-1} \sqrt{K_3}} \quad (\text{A.2})$$

$$K_2 = \pi/2(1 - \sqrt{K_3}/2) \quad (\text{A.3})$$

$$(\text{A.4})$$

La valeur de  $K_3$  dépend du rayon des fils d'anode, de la distance entre les anodes et de la distance  $h$  séparant les anodes et les cathodes. Dans le code de reconstruction des chambres des trajectographes,  $K_3 = 0, 5$ .





# B

## Résolutions des cathodes

---

- A : Optimisé sur  $w$  ;
- B : Optimisé sur la taille des clusters ;
- C : Optimisé sur la charge  $q$ .

### Bras Sud, station 0

gap cathode	Run-2	A	B	C
0 0	0.0470999	0.121125	0.111248	0.092246
0 1	0.0419341	0.037485	0.029499	0.026905
1 0	0.0493112	0.063624	0.057173	0.041196
1 1	0.0346511	0.041608	0.032687	0.031617
2 0	0.0496401	0.085772	0.083338	0.064825
2 1	0.037992	0.042691	0.031363	0.030946

### Bras Sud, station 1

gap cathode	Run-2	A	B	C
0 0	0.0221713	0.028132	0.025782	0.024318
0 1	0.0387942	0.055824	0.052573	0.047085
1 0	0.0221124	0.028996	0.025686	0.024231
1 1	0.0399654	0.046822	0.038761	0.032084
2 0	0.0322391	0.033078	0.027384	0.024557
2 1	0.047590	0.073840	0.074926	0.066276

### Bras Sud, station 2

gap cathode	Run-2	A	B	C
0 0	0.0470999	0.093358	0.090068	0.080816
0 1	0.0419341	0.053235	0.046829	0.047835
1 0	0.0493112	0.086856	0.080200	0.074738
1 1	0.0346511	0.046263	0.038133	0.041726

**Bras nord, station 0**

gap cathode	Run-2	A	B	C
0 0	0.0361763	0.118765	0.110115	0.082871
0 1	0.0269378	0.041887	0.038948	0.028121
1 0	0.036904	0.076779	0.072055	0.058034
1 1	0.0244902	0.040896	0.032927	0.027487
2 0	0.0465431	0.107196	0.100615	0.085012
2 1	0.0326659	0.043301	0.038491	0.029731

**Bras nord, station 1**

gap cathode	Run-2	A	B	C
0 0	0.0221713	0.034229	0.035311	0.033750
0 1	0.0387942	0.058367	0.057295	0.054584
1 0	0.0221124	0.033162	0.031595	0.031239
1 1	0.0399654	0.046111	0.044917	0.042096
2 0	0.0322391	0.032724	0.032101	0.030184
2 1	0.0475896	0.081733	0.077957	0.074233

**Bras nord, station 2**

gap cathode	Run-2	A	B	C
0 0	0.0361763	0.066521	0.070948	0.066255
0 1	0.0269378	0.030382	0.032257	0.030558
1 0	0.036904,	0.071037	0.072794	0.071329
1 1	0.0244902	0.031290	0.031770	0.033117

# C

## Coupages d'analyse

Comparaison des distributions des variables de coupures Run-4 vs. Run-7

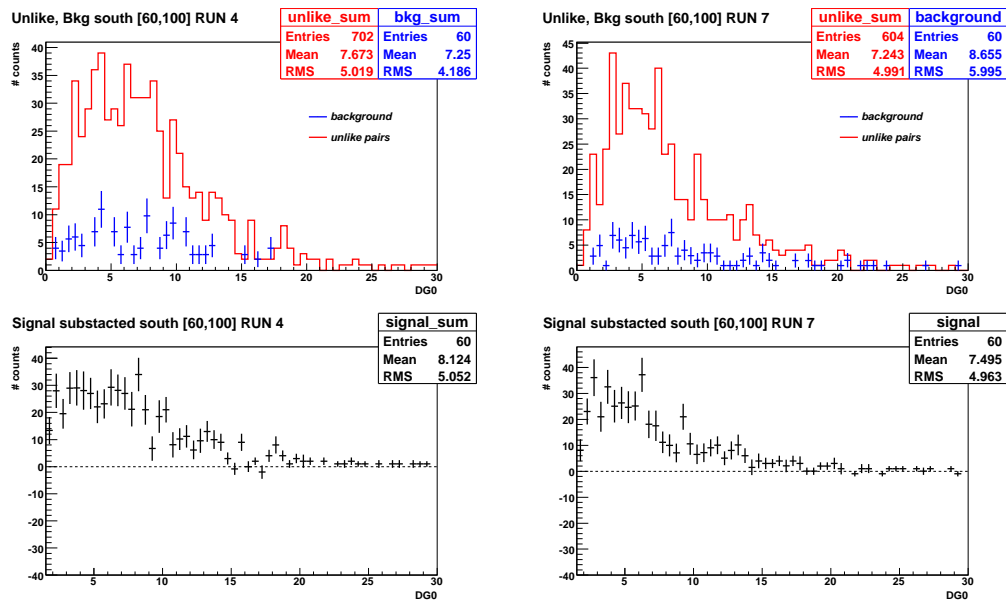


Fig. C.1 – Bras Sud. Distribution du DG0 du Run-4 à gauche et du Run-7 à droite. Haut : avant soustraction, paires de même signes (croix bleu) et paires de signes opposés (ligne continue rouge). Bas : signal du  $J/\psi$  en soustraction des paires de même signes.

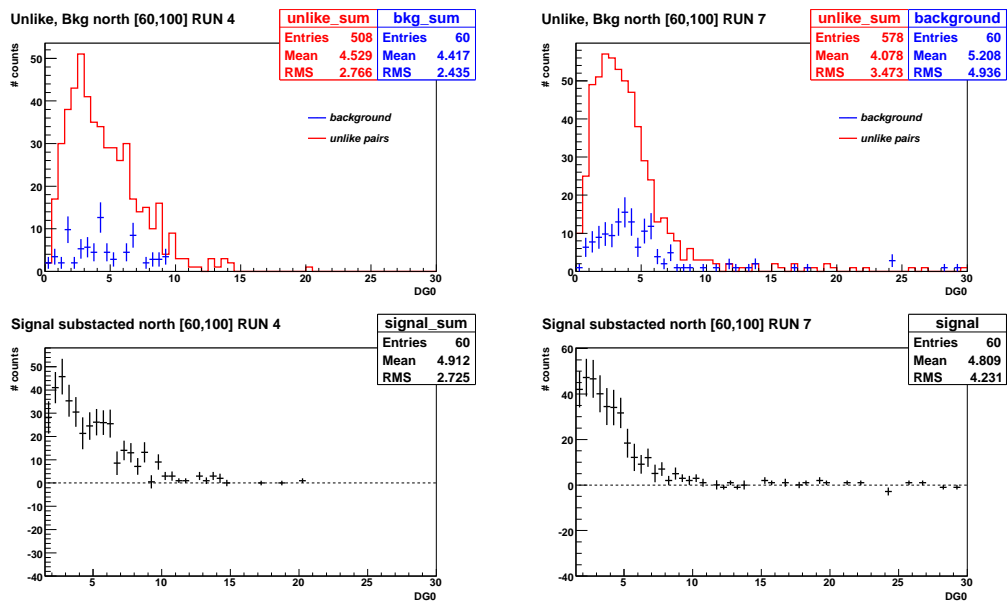


Fig. C.2 – Bras Nord. Distribution du DG0 du Run-4 à gauche et du Run-7 à droite. Haut : avant soustraction, paires de même signes (croix bleu) et paires de signes opposés (ligne continue rouge). Bas : signal du  $J/\psi$  en soustraction des paires de même signes.

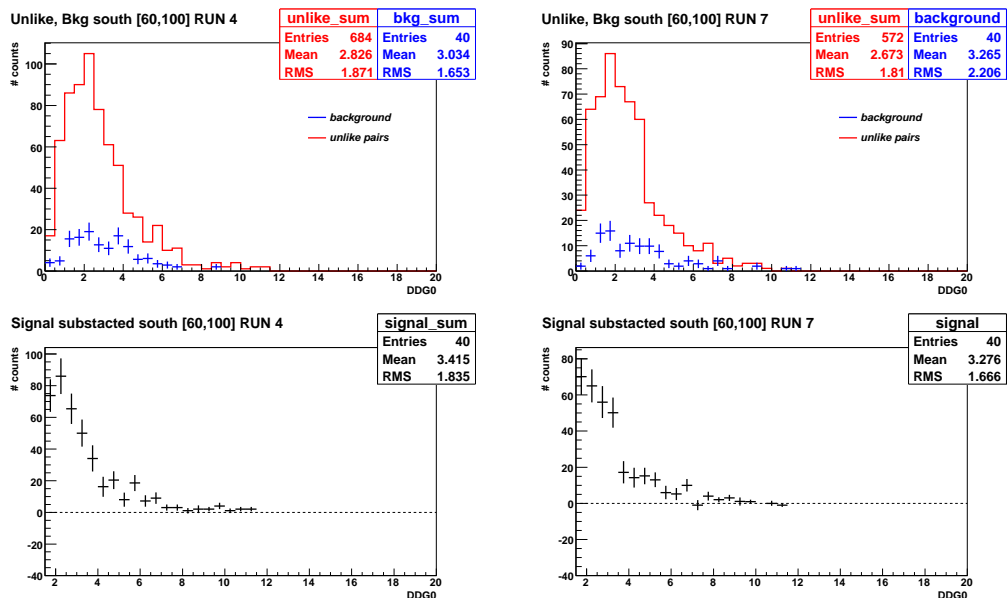


Fig. C.3 – Bras Sud. Distribution du DDG0 du Run-4 à gauche et du Run-7 à droite. Haut : avant soustraction, paires de même signes (croix bleu) et paires de signes opposés (ligne continue rouge). Bas : signal du  $J/\psi$  en soustraction des paires de même signes.

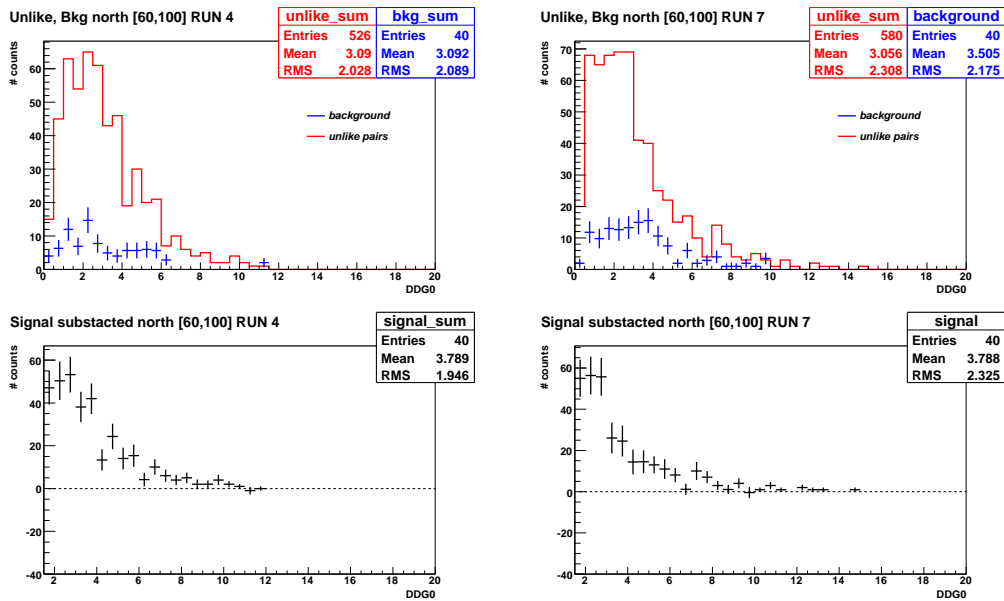


Fig. C.4 – Bras Nord. Distribution du DDG0 du Run-4 à gauche et du Run-7 à droite. Haut : avant soustraction, paires de même signes (croix bleu) et paires de signes opposés (ligne continue rouge). Bas : signal du  $J/\psi$  en soustraction des paires de même signes.

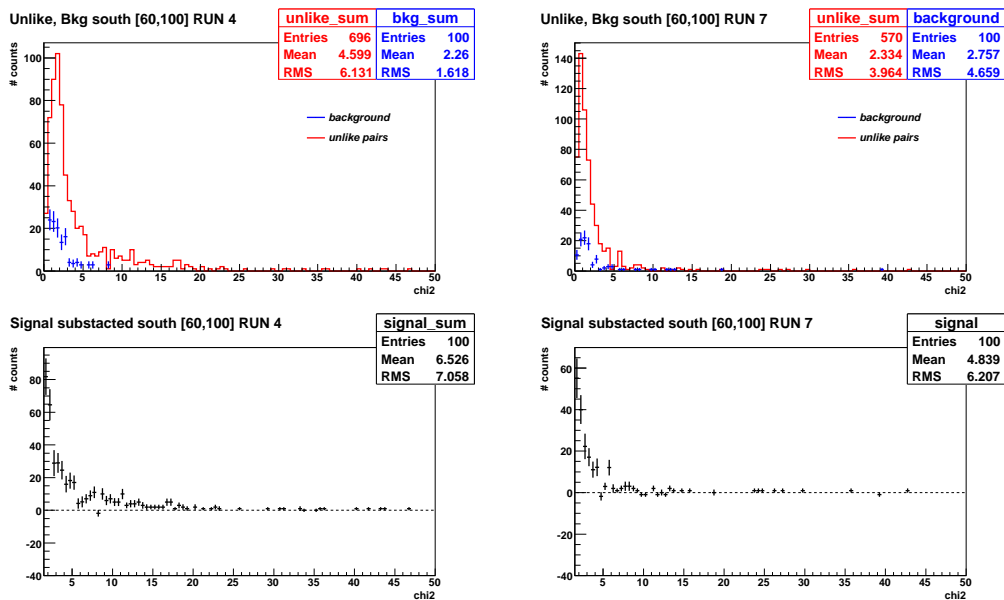


Fig. C.5 – Bras Sud. Distribution du  $\chi^2$  des trajectoires du Run-4 à gauche et du Run-7 à droite. Haut : avant soustraction, paires de même signes (croix bleu) et paires de signes opposés (ligne continue rouge). Bas : signal du  $J/\psi$  en soustraction des paires de même signes.

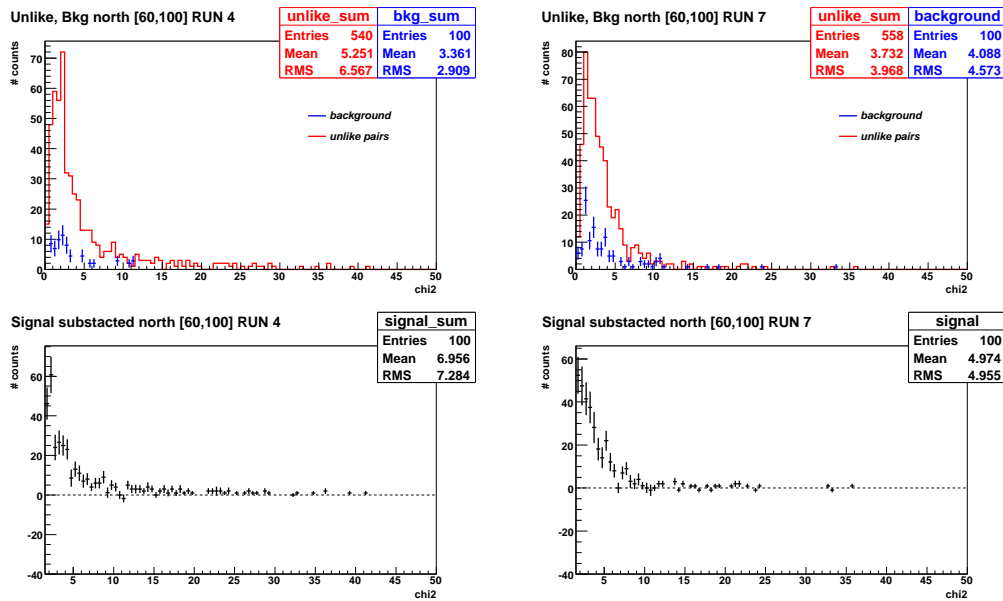


Fig. C.6 – Bras Nord. Distribution du  $\chi^2$  des trajectoires du Run-4 à gauche et du Run-7 à droite. Haut : avant soustraction, paires de même signes (croix bleu) et paires de signes opposés (ligne continue rouge). Bas : signal du  $J/\psi$  en soustraction des paires de même signes.

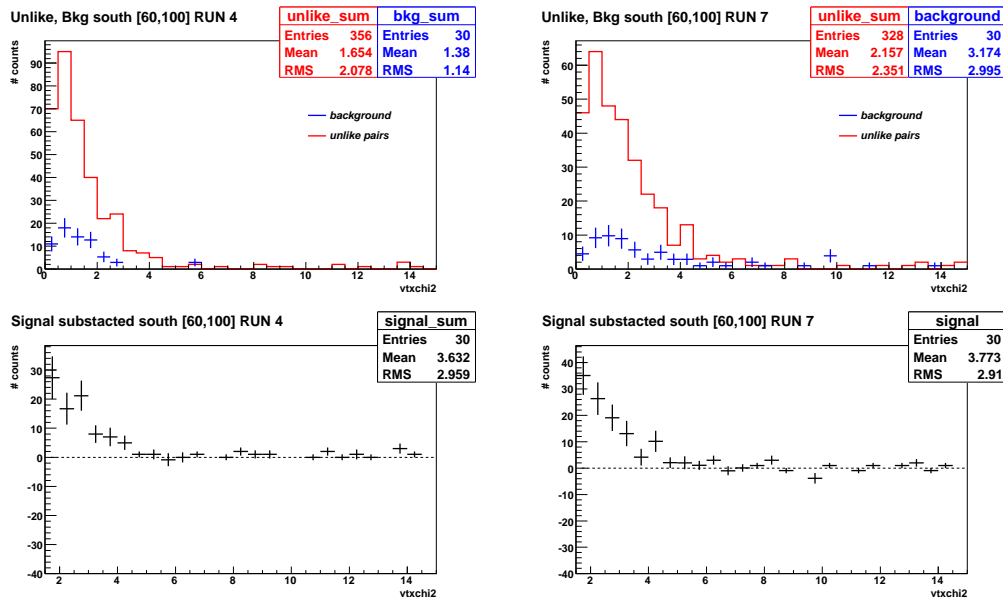
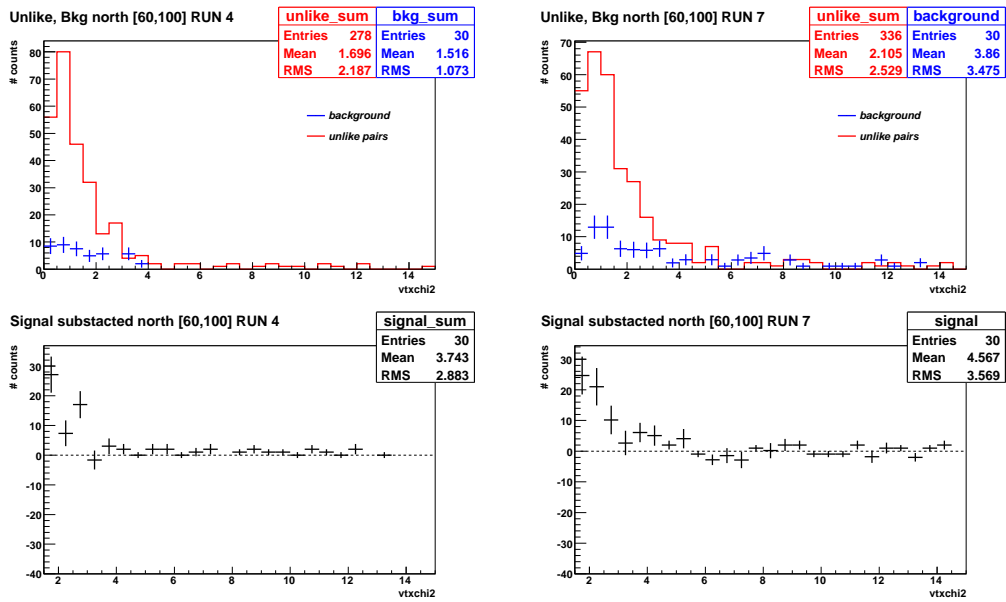


Fig. C.7 – Bras Sud. Distribution du  $\chi^2$  du vertex du Run-4 à gauche et du Run-7 à droite. Haut : avant soustraction, paires de même signes (croix bleu) et paires de signes opposés (ligne continue rouge). Bas : signal du  $J/\psi$  en soustraction des paires de même signes.



**Fig. C.8** – Bras Nord. Distribution du  $\chi^2$  du vertex du Run-4 à gauche et du Run-7 à droite. Haut : avant soustraction, paires de même signes (croix bleu) et paires de signes opposés (ligne continue rouge). Bas : signal du  $J/\psi$  en soustraction des paires de même signes.



Distributions des variables utilisée pour ajuster les coupures de qualité

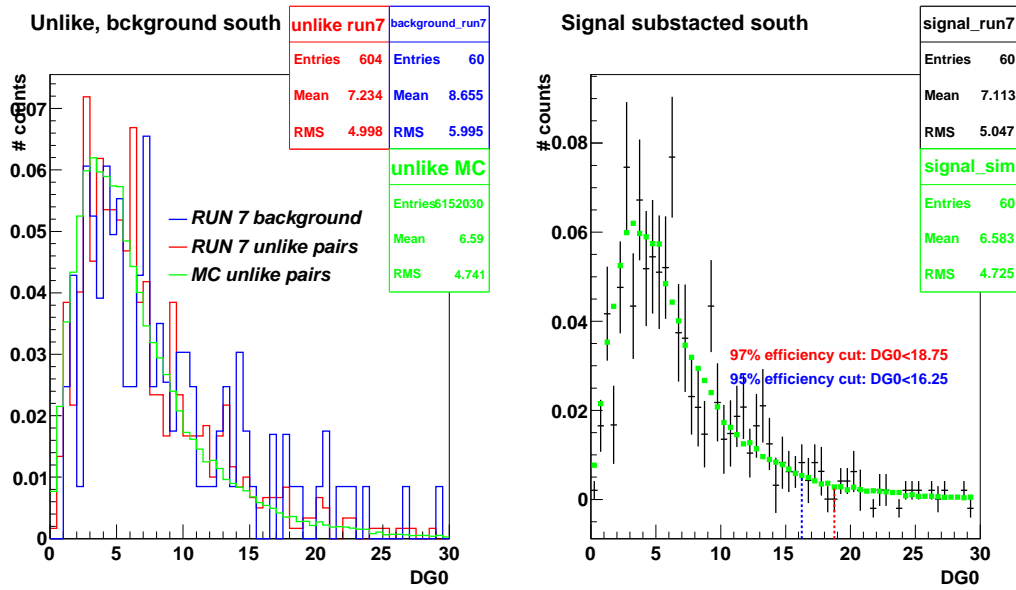


Fig. C.9 – Bras Sud. Distribution du DG0 pour des simulations de purs  $J/\psi$  comparées aux distributions des données réelles du Run-7. Haut : avant soustraction ; bas : signal soustrait du bruit de fond des paires de même signes.

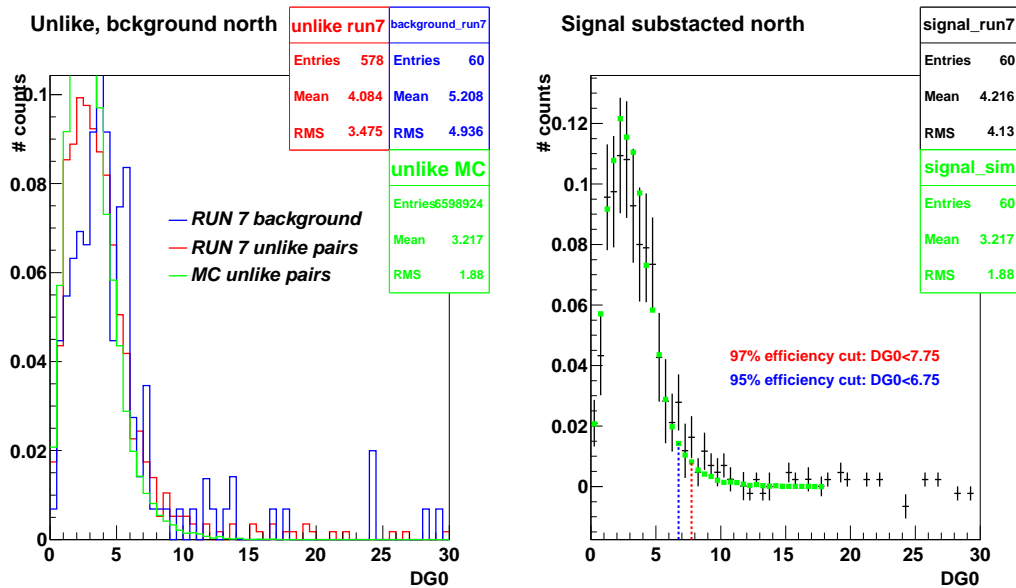


Fig. C.10 – Bras Nord. Distribution du DG0 pour des simulations de purs  $J/\psi$  comparées aux distributions des données réelles du Run-7. Haut : avant soustraction ; bas : signal soustrait du bruit de fond des paires de même signes.

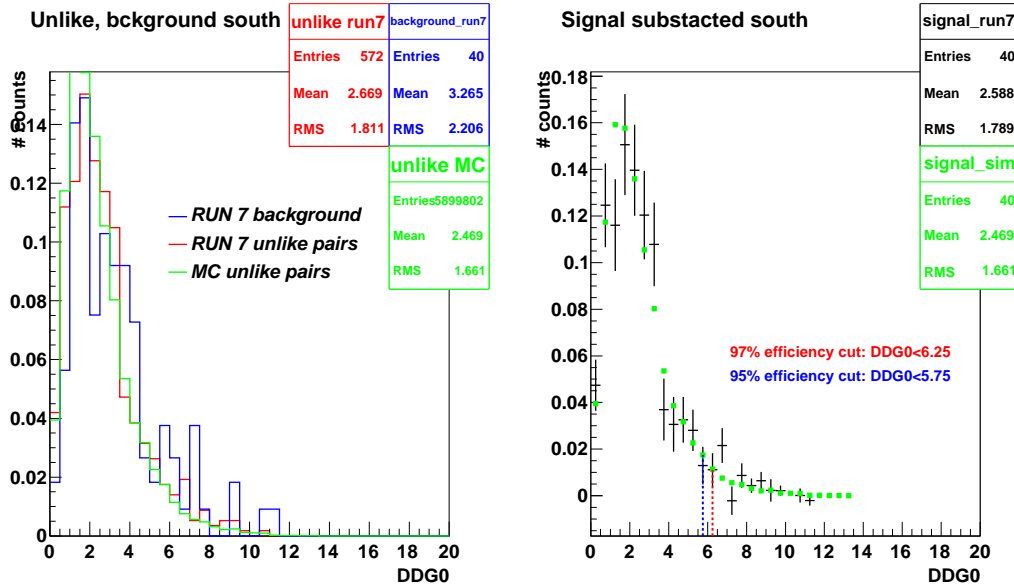


Fig. C.11 – Bras Sud. Distribution du DDG0 pour des simulations de purs  $J/\psi$  comparées aux distributions des données réelles du Run-7. Haut : avant soustraction ; bas : signal soustrait du bruit de fond des paires de même signes.

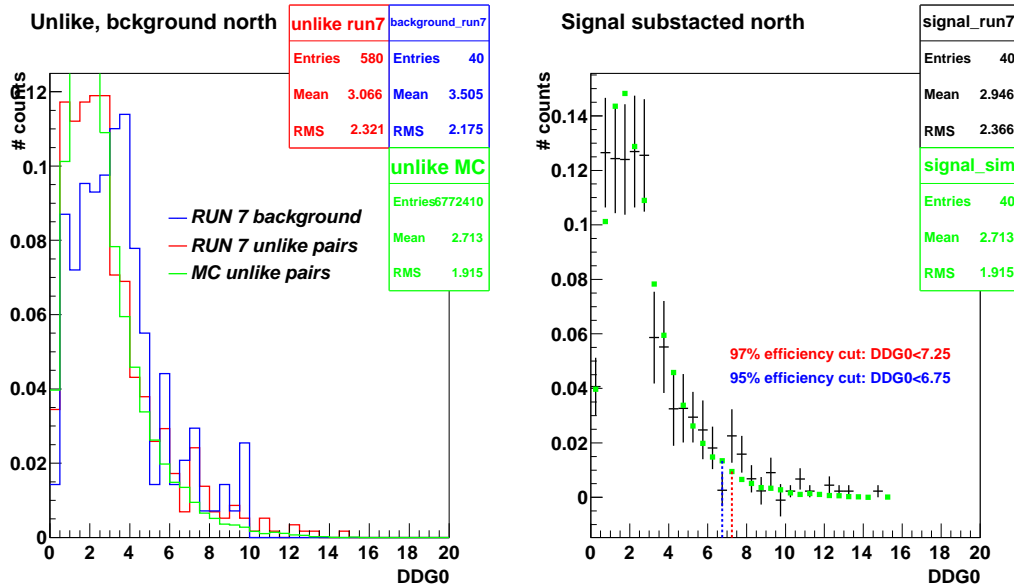


Fig. C.12 – Bras Nord. Distribution du DDG0 pour des simulations de purs  $J/\psi$  comparées aux distributions des données réelles du Run-7. Haut : avant soustraction ; bas : signal soustrait du bruit de fond des paires de même signes.

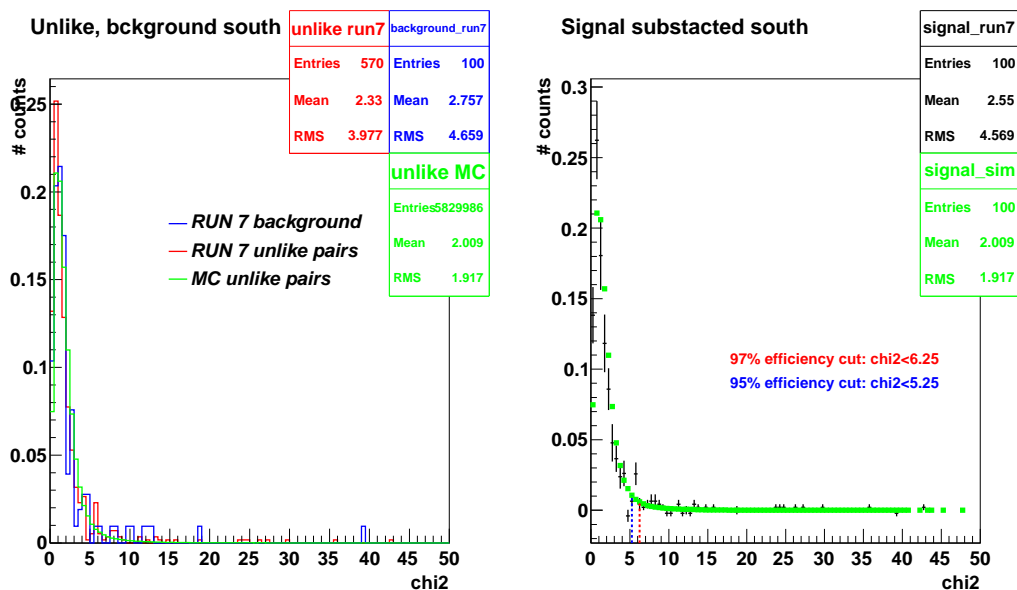


Fig. C.13 – Bras Sud. Distribution du  $\chi^2$  des trajectoires pour des simulations de purs  $J/\psi$  comparées aux distributions des données réelles du Run-7. Haut : avant soustraction ; bas : signal soustrait du bruit de fond des paires de même signes.

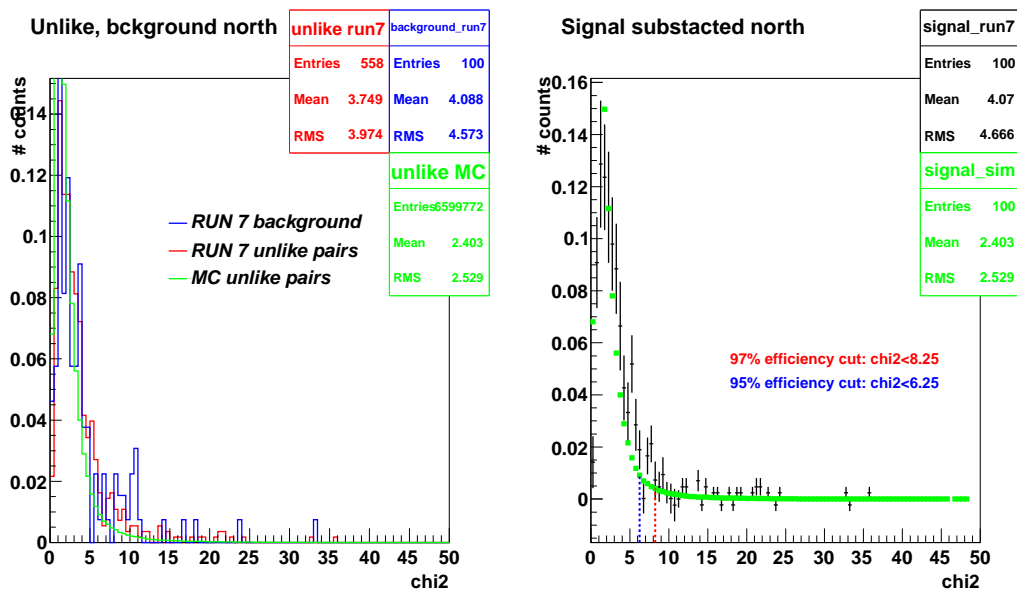


Fig. C.14 – Bras Nord. Distribution du  $\chi^2$  des trajectoires pour des simulations de purs  $J/\psi$  comparées aux distributions des données réelles du Run-7. Haut : avant soustraction ; bas : signal soustrait du bruit de fond des paires de même signes.

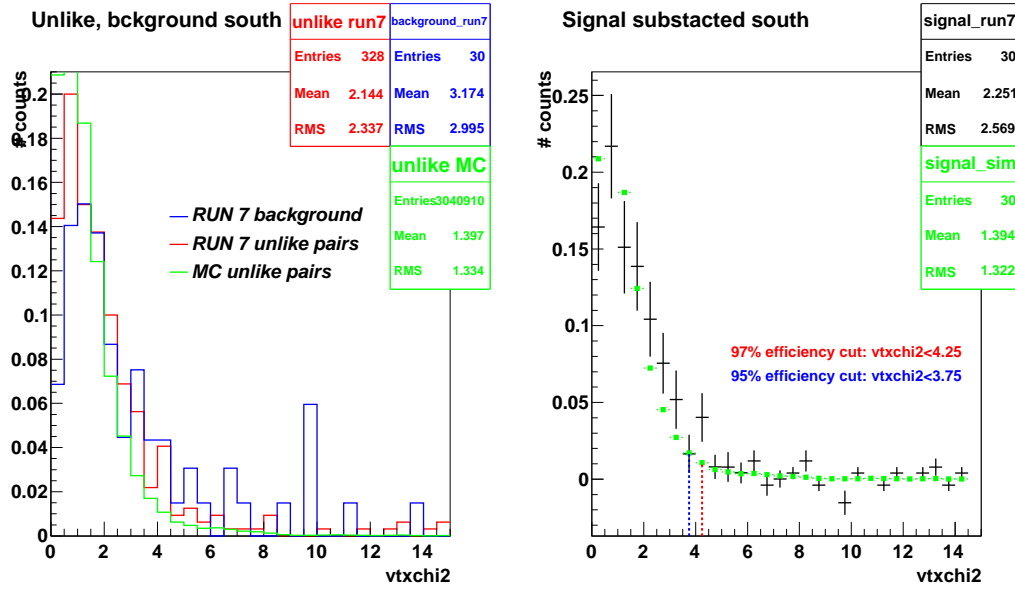


Fig. C.15 – Bras Sud. Distribution du  $\chi^2$  du vertex pour des simulations de purs  $J/\psi$  comparées aux distributions des données réelles du Run-7. Haut : avant soustraction ; bas : signal soustrait du bruit de fond des paires de même signes.

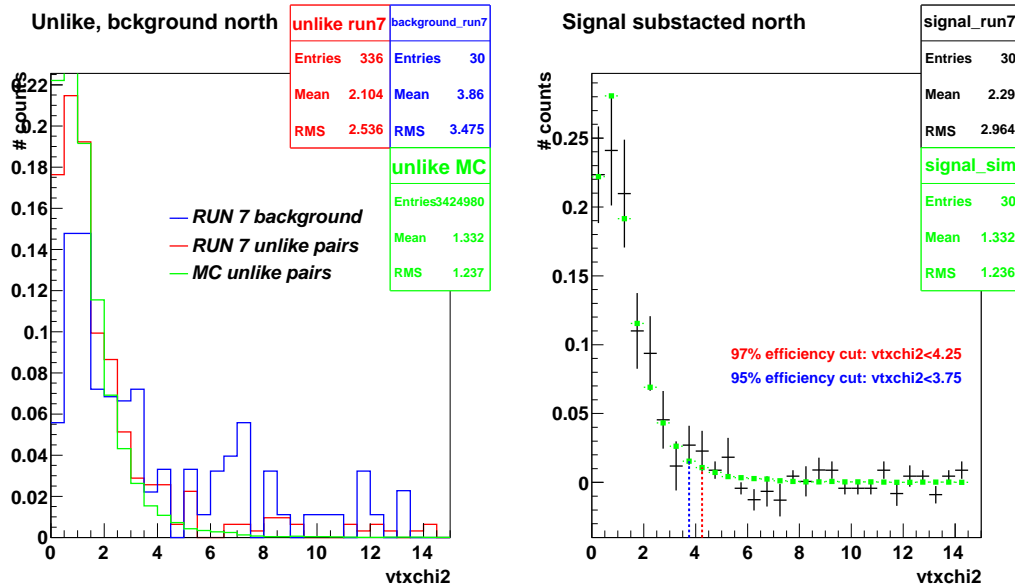


Fig. C.16 – Bras Nord. Distribution du  $\chi^2$  du vertex pour des simulations de purs  $J/\psi$  comparées aux distributions des données réelles du Run-7. Haut : avant soustraction ; bas : signal soustrait du bruit de fond des paires de même signes.



# D

## Taux de production

---

$\phi - \psi$	Sud [20,40]% [0,1] GeV/c
[0, 45]	$1.8232 \cdot 10^{-6} \pm 4.4673 \cdot 10^{-7} \pm 2.1878 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.9265 \cdot 10^{-6} \pm 4.5623 \cdot 10^{-7} \pm 2.3118 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$3.8084 \cdot 10^{-6} \pm 6.4163 \cdot 10^{-7} \pm 4.5701 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud [20,40]% [1,2] GeV/c
[0, 45]	$3.201 \cdot 10^{-6} \pm 5.9416 \cdot 10^{-7} \pm 3.8412 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$4.5616 \cdot 10^{-6} \pm 5.3942 \cdot 10^{-7} \pm 5.4739 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$7.8558 \cdot 10^{-6} \pm 7.6509 \cdot 10^{-7} \pm 9.4269 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud [20,40]% [2,3] GeV/c
[0, 45]	$2.4363 \cdot 10^{-6} \pm 3.4139 \cdot 10^{-7} \pm 2.9236 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$2.3461 \cdot 10^{-6} \pm 3.954 \cdot 10^{-7} \pm 2.8153 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$4.8021 \cdot 10^{-6} \pm 5.4146 \cdot 10^{-7} \pm 5.7625 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud [20,40]% [3,5] GeV/c
[0, 45]	$3.8035 \cdot 10^{-7} \pm 9.6244 \cdot 10^{-8} \pm 4.5642 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$4.2934 \cdot 10^{-7} \pm 9.8323 \cdot 10^{-8} \pm 5.1521 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$8.3249 \cdot 10^{-7} \pm 1.3643 \cdot 10^{-7} \pm 9.9898 \cdot 10^{-8}$

$\phi - \psi$	Sud [20,40]% [0,5] GeV/c
[0, 45]	$1.7412 \cdot 10^{-6} \pm 1.7258 \cdot 10^{-7} \pm 2.0894 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.9344 \cdot 10^{-6} \pm 1.7804 \cdot 10^{-7} \pm 2.3213 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$3.7824 \cdot 10^{-6} \pm 2.5019 \cdot 10^{-7} \pm 4.5389 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud [20,40]% [1,5] GeV/c
[0, 45]	$1.6659 \cdot 10^{-6} \pm 1.801 \cdot 10^{-7} \pm 1.999 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.9293 \cdot 10^{-6} \pm 1.8446 \cdot 10^{-7} \pm 2.3152 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$3.7155 \cdot 10^{-6} \pm 2.4585 \cdot 10^{-7} \pm 4.4585 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,40]% [0,1] GeV/c
[0, 45]	$1.4315 \cdot 10^{-6} \pm 4.0206 \cdot 10^{-7} \pm 1.7178 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.6108 \cdot 10^{-6} \pm 3.8188 \cdot 10^{-7} \pm 1.9329 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$3.1102 \cdot 10^{-6} \pm 5.5922 \cdot 10^{-7} \pm 3.7322 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,40]% [1,2] GeV/c
[0, 45]	$1.9866 \cdot 10^{-6} \pm 4.6371 \cdot 10^{-7} \pm 2.3839 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$2.6038 \cdot 10^{-6} \pm 4.8821 \cdot 10^{-7} \pm 3.1246 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$4.6842 \cdot 10^{-6} \pm 7.0503 \cdot 10^{-7} \pm 5.6211 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,40]% [2,3] GeV/c
[0, 45]	$8.5847 \cdot 10^{-7} \pm 2.9666 \cdot 10^{-7} \pm 1.0302 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.3271 \cdot 10^{-6} \pm 3.468 \cdot 10^{-7} \pm 1.5925 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$2.1662 \cdot 10^{-6} \pm 4.2288 \cdot 10^{-7} \pm 2.5995 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,40]% [3,5] GeV/c
[0, 45]	$4.883 \cdot 10^{-7} \pm 1.088 \cdot 10^{-7} \pm 5.8596 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$3.0587 \cdot 10^{-7} \pm 9.6823 \cdot 10^{-8} \pm 3.6704 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$8.1328 \cdot 10^{-7} \pm 1.4357 \cdot 10^{-7} \pm 9.7594 \cdot 10^{-8}$

$\phi - \psi$	Nord [20,40]% [0,5] GeV/c
[0, 45]	$1.1 \cdot 10^{-6} \pm 1.4002 \cdot 10^{-7} \pm 1.32 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.3587 \cdot 10^{-6} \pm 1.4516 \cdot 10^{-7} \pm 1.6304 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$2.5866 \cdot 10^{-6} \pm 2.2138 \cdot 10^{-7} \pm 3.1039 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,40]% [1,5] GeV/c
[0, 45]	$9.8498 \cdot 10^{-7} \pm 1.4787 \cdot 10^{-7} \pm 1.182 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.2681 \cdot 10^{-6} \pm 1.5391 \cdot 10^{-7} \pm 1.5218 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$2.3582 \cdot 10^{-6} \pm 2.3894 \cdot 10^{-7} \pm 2.8298 \cdot 10^{-7}$

Les erreurs systématiques et statistique des taux de production de chaque bras sont sommées quadratiquement pour former les erreurs statistiques des taux de production sommés entre les deux bras. La formule est la suivante :

$$\sigma_{N+S}^2(\text{cent}, p_T, \phi) = 1 / \left( \frac{1}{\sigma_{stat,S}^2(\text{cent}, p_T, \phi) + \sigma_{syst,S}^2(\text{cent}, p_T, \phi)} + \frac{1}{\sigma_{stat,N}^2(\text{cent}, p_T, \phi) + \sigma_{syst,N}^2(\text{cent}, p_T, \phi)} \right) \quad (\text{D.1})$$

Les valeurs du taux de production des deux bras combinés sont donnés simplement a titre indicatif.

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,40]% [0,1] GeV/c
[0, 45]	$1.6022 \cdot 10^{-6} \pm 3.2839 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$1.7408 \cdot 10^{-6} \pm 3.2824 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$3.4045 \cdot 10^{-6} \pm 5.1139 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,40]% [1,2] GeV/c
[0, 45]	$2.414 \cdot 10^{-6} \pm 4.1973 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$3.3137 \cdot 10^{-6} \pm 4.6277 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$5.8117 \cdot 10^{-6} \pm 7.2388 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,40]% [2,3] GeV/c
[0, 45]	$1.3761 \cdot 10^{-6} \pm 2.5743 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$1.7164 \cdot 10^{-6} \pm 3 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$2.9113 \cdot 10^{-6} \pm 4.2041 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,40]% [3,5] GeV/c
[0, 45]	$4.2637 \cdot 10^{-7} \pm 8.0682 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[45, 90]	$3.6332 \cdot 10^{-7} \pm 7.5718 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[-90, 0]	$8.2314 \cdot 10^{-7} \pm 1.2113 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,40]% [0,5] GeV/c
[0, 45]	$1.3149 \cdot 10^{-6} \pm 1.569 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$1.5646 \cdot 10^{-6} \pm 1.7496 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$3.0064 \cdot 10^{-6} \pm 3.0711 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,40]% [1,5] GeV/c
[0, 45]	$1.2104 \cdot 10^{-6} \pm 1.5482 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$1.4985 \cdot 10^{-6} \pm 1.7472 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$2.8278 \cdot 10^{-6} \pm 2.9951 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud [40,60]% [0,1] GeV/c
[0, 45]	$9.901 \cdot 10^{-7} \pm 1.742 \cdot 10^{-7} \pm 1.1881 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.1758 \cdot 10^{-6} \pm 1.7973 \cdot 10^{-7} \pm 1.411 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$2.1827 \cdot 10^{-6} \pm 2.5059 \cdot 10^{-7} \pm 2.6193 \cdot 10^{-7}$
$\phi - \psi$	Sud [40,60]% [1,2] GeV/c
[0, 45]	$1.45 \cdot 10^{-6} \pm 2.3567 \cdot 10^{-7} \pm 1.74 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.5273 \cdot 10^{-6} \pm 2.1429 \cdot 10^{-7} \pm 1.8328 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$2.9758 \cdot 10^{-6} \pm 3.1205 \cdot 10^{-7} \pm 3.5709 \cdot 10^{-7}$
$\phi - \psi$	Sud [40,60]% [2,3] GeV/c
[0, 45]	$6.1453 \cdot 10^{-7} \pm 1.5974 \cdot 10^{-7} \pm 7.3743 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$8.0236 \cdot 10^{-7} \pm 1.4388 \cdot 10^{-7} \pm 9.6284 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$1.4766 \cdot 10^{-6} \pm 2.1403 \cdot 10^{-7} \pm 1.7719 \cdot 10^{-7}$
$\phi - \psi$	Sud [40,60]% [3,5] GeV/c
[0, 45]	$2.1804 \cdot 10^{-7} \pm 4.1467 \cdot 10^{-8} \pm 2.6164 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$1.1729 \cdot 10^{-7} \pm 4.3604 \cdot 10^{-8} \pm 1.4075 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$3.5799 \cdot 10^{-7} \pm 5.877 \cdot 10^{-8} \pm 4.2959 \cdot 10^{-8}$
$\phi - \psi$	Sud [40,60]% [0,5] GeV/c
[0, 45]	$7.0652 \cdot 10^{-7} \pm 6.5412 \cdot 10^{-8} \pm 8.4783 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$7.9066 \cdot 10^{-7} \pm 6.6219 \cdot 10^{-8} \pm 9.4879 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$1.5154 \cdot 10^{-6} \pm 9.7344 \cdot 10^{-8} \pm 1.8185 \cdot 10^{-7}$
$\phi - \psi$	Sud [40,60]% [1,5] GeV/c
[0, 45]	$6.3077 \cdot 10^{-7} \pm 7.4674 \cdot 10^{-8} \pm 7.5693 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$6.8495 \cdot 10^{-7} \pm 6.8099 \cdot 10^{-8} \pm 8.2194 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$1.3336 \cdot 10^{-6} \pm 1.0108 \cdot 10^{-7} \pm 1.6003 \cdot 10^{-7}$
$\phi - \psi$	Nord [40,60]% [0,1] GeV/c
[0, 45]	$8.8775 \cdot 10^{-7} \pm 1.3613 \cdot 10^{-7} \pm 1.0653 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$9.5332 \cdot 10^{-7} \pm 1.3191 \cdot 10^{-7} \pm 1.144 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$1.8489 \cdot 10^{-6} \pm 1.8989 \cdot 10^{-7} \pm 2.2186 \cdot 10^{-7}$
$\phi - \psi$	Nord [40,60]% [1,2] GeV/c
[0, 45]	$1.2801 \cdot 10^{-6} \pm 1.7791 \cdot 10^{-7} \pm 1.5361 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.3342 \cdot 10^{-6} \pm 1.7829 \cdot 10^{-7} \pm 1.601 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$2.6101 \cdot 10^{-6} \pm 2.5249 \cdot 10^{-7} \pm 3.1321 \cdot 10^{-7}$
$\phi - \psi$	Nord [40,60]% [2,3] GeV/c
[0, 45]	$6.796 \cdot 10^{-7} \pm 1.0912 \cdot 10^{-7} \pm 8.1553 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$6.5524 \cdot 10^{-7} \pm 1.1476 \cdot 10^{-7} \pm 7.8628 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$1.3571 \cdot 10^{-6} \pm 1.5842 \cdot 10^{-7} \pm 1.6285 \cdot 10^{-7}$
$\phi - \psi$	Nord [40,60]% [3,5] GeV/c
[0, 45]	$1.4653 \cdot 10^{-7} \pm 3.5733 \cdot 10^{-8} \pm 1.7584 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$1.5623 \cdot 10^{-7} \pm 3.2906 \cdot 10^{-8} \pm 1.8748 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$3.3013 \cdot 10^{-7} \pm 4.6776 \cdot 10^{-8} \pm 3.9615 \cdot 10^{-8}$
$\phi - \psi$	Nord [40,60]% [0,5] GeV/c
[0, 45]	$6.2078 \cdot 10^{-7} \pm 5.0652 \cdot 10^{-8} \pm 7.4494 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$6.8268 \cdot 10^{-7} \pm 5.0199 \cdot 10^{-8} \pm 8.1921 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$1.3202 \cdot 10^{-6} \pm 7.1069 \cdot 10^{-8} \pm 1.5842 \cdot 10^{-7}$



$\phi - \psi$	Nord [40,60]% [1,5] GeV/c
[0, 45]	$5.4745 \cdot 10^{-7} \pm 5.2645 \cdot 10^{-8} \pm 6.5694 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$6.0491 \cdot 10^{-7} \pm 5.4914 \cdot 10^{-8} \pm 7.2589 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$1.1635 \cdot 10^{-6} \pm 7.8687 \cdot 10^{-8} \pm 1.3962 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [40,60]% [0,1] GeV/c
[0, 45]	$9.2889 \cdot 10^{-7} \pm 1.3368 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$1.0353 \cdot 10^{-6} \pm 1.3874 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$1.9803 \cdot 10^{-6} \pm 2.2742 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [40,60]% [1,2] GeV/c
[0, 45]	$1.3466 \cdot 10^{-6} \pm 1.8333 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$1.4152 \cdot 10^{-6} \pm 1.826 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$2.7631 \cdot 10^{-6} \pm 3.0679 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [40,60]% [2,3] GeV/c
[0, 45]	$6.5521 \cdot 10^{-7} \pm 1.0771 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$7.1296 \cdot 10^{-7} \pm 1.0844 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$1.405 \cdot 10^{-6} \pm 1.7588 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [40,60]% [3,5] GeV/c
[0, 45]	$1.7495 \cdot 10^{-7} \pm 3.0913 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[45, 90]	$1.4043 \cdot 10^{-7} \pm 2.9191 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[-90, 0]	$3.4169 \cdot 10^{-7} \pm 4.6889 \cdot 10^{-8} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [40,60]% [0,5] GeV/c
[0, 45]	$6.5631 \cdot 10^{-7} \pm 6.8935 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[45, 90]	$7.2675 \cdot 10^{-7} \pm 7.3916 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[-90, 0]	$1.4012 \cdot 10^{-6} \pm 1.3283 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [40,60]% [1,5] GeV/c
[0, 45]	$5.7956 \cdot 10^{-7} \pm 6.6002 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[45, 90]	$6.3861 \cdot 10^{-7} \pm 6.9258 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[-90, 0]	$1.2345 \cdot 10^{-6} \pm 1.2231 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud [20,60]% [0,1] GeV/c
[0, 45]	$2.7959 \cdot 10^{-6} \pm 4.7289 \cdot 10^{-7} \pm 3.3551 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$3.1413 \cdot 10^{-6} \pm 4.8457 \cdot 10^{-7} \pm 3.7696 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$6.0344 \cdot 10^{-6} \pm 6.8088 \cdot 10^{-7} \pm 7.2413 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud [20,60]% [1,2] GeV/c
[0, 45]	$4.721 \cdot 10^{-6} \pm 6.2872 \cdot 10^{-7} \pm 5.6653 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$5.8765 \cdot 10^{-6} \pm 5.9156 \cdot 10^{-7} \pm 7.0517 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$1.1002 \cdot 10^{-5} \pm 8.1958 \cdot 10^{-7} \pm 1.3202 \cdot 10^{-6}$

$\phi - \psi$	Sud [20,60]% [2,3] GeV/c
[0, 45]	$3.0944 \cdot 10^{-6} \pm 3.6421 \cdot 10^{-7} \pm 3.7133 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$3.2509 \cdot 10^{-6} \pm 3.9804 \cdot 10^{-7} \pm 3.901 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$6.4314 \cdot 10^{-6} \pm 5.7004 \cdot 10^{-7} \pm 7.7177 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud [20,60]% [3,5] GeV/c
[0, 45]	$6.0784 \cdot 10^{-7} \pm 1.0483 \cdot 10^{-7} \pm 7.294 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$5.6184 \cdot 10^{-7} \pm 1.0223 \cdot 10^{-7} \pm 6.742 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$1.205 \cdot 10^{-6} \pm 1.4588 \cdot 10^{-7} \pm 1.446 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud [20,60]% [0,5] GeV/c
[0, 45]	$2.4803 \cdot 10^{-6} \pm 1.8615 \cdot 10^{-7} \pm 2.9764 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$2.7146 \cdot 10^{-6} \pm 1.8393 \cdot 10^{-7} \pm 3.2576 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$5.2914 \cdot 10^{-6} \pm 2.6525 \cdot 10^{-7} \pm 6.3497 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud [20,60]% [1,5] GeV/c
[0, 45]	$2.3502 \cdot 10^{-6} \pm 1.9677 \cdot 10^{-7} \pm 2.8202 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$2.5918 \cdot 10^{-6} \pm 1.8863 \cdot 10^{-7} \pm 3.1102 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$5.0532 \cdot 10^{-6} \pm 2.7123 \cdot 10^{-7} \pm 6.0638 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,60]% [0,1] GeV/c
[0, 45]	$2.2631 \cdot 10^{-6} \pm 4.388 \cdot 10^{-7} \pm 2.7157 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$2.4478 \cdot 10^{-6} \pm 3.871 \cdot 10^{-7} \pm 2.9374 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$4.8193 \cdot 10^{-6} \pm 5.7516 \cdot 10^{-7} \pm 5.7831 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,60]% [1,2] GeV/c
[0, 45]	$3.1135 \cdot 10^{-6} \pm 4.6442 \cdot 10^{-7} \pm 3.7362 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$3.8186 \cdot 10^{-6} \pm 4.8876 \cdot 10^{-7} \pm 4.5823 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$7.1139 \cdot 10^{-6} \pm 7.0924 \cdot 10^{-7} \pm 8.5367 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,60]% [2,3] GeV/c
[0, 45]	$1.541 \cdot 10^{-6} \pm 3.0564 \cdot 10^{-7} \pm 1.8492 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$2.0028 \cdot 10^{-6} \pm 3.5566 \cdot 10^{-7} \pm 2.4033 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$3.5031 \cdot 10^{-6} \pm 4.3605 \cdot 10^{-7} \pm 4.2037 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,60]% [3,5] GeV/c
[0, 45]	$6.4679 \cdot 10^{-7} \pm 1.1028 \cdot 10^{-7} \pm 7.7614 \cdot 10^{-8}$
[45, 90]	$4.6907 \cdot 10^{-7} \pm 9.7839 \cdot 10^{-8} \pm 5.6289 \cdot 10^{-8}$
[-90, 0]	$1.1426 \cdot 10^{-6} \pm 1.4467 \cdot 10^{-7} \pm 1.3712 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,60]% [0,5] GeV/c
[0, 45]	$1.7044 \cdot 10^{-6} \pm 1.4181 \cdot 10^{-7} \pm 2.0453 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.9713 \cdot 10^{-6} \pm 1.4358 \cdot 10^{-7} \pm 2.3656 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$3.7829 \cdot 10^{-6} \pm 2.2464 \cdot 10^{-7} \pm 4.5395 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Nord [20,60]% [1,5] GeV/c
[0, 45]	$1.5039 \cdot 10^{-6} \pm 1.4919 \cdot 10^{-7} \pm 1.8047 \cdot 10^{-7}$
[45, 90]	$1.8259 \cdot 10^{-6} \pm 1.5288 \cdot 10^{-7} \pm 2.1911 \cdot 10^{-7}$
[-90, 0]	$3.4214 \cdot 10^{-6} \pm 2.3718 \cdot 10^{-7} \pm 4.1057 \cdot 10^{-7}$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,60]% [0,1] GeV/c
[0, 45]	$2.4986 \cdot 10^{-6} \pm 3.8548 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$2.7149 \cdot 10^{-6} \pm 3.8102 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$5.3082 \cdot 10^{-6} \pm 6.3052 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,60]% [1,2] GeV/c
[0, 45]	$3.6465 \cdot 10^{-6} \pm 4.8732 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$4.5313 \cdot 10^{-6} \pm 5.4167 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$8.4273 \cdot 10^{-6} \pm 9.0316 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,60]% [2,3] GeV/c
[0, 45]	$2.0389 \cdot 10^{-6} \pm 2.9447 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$2.4675 \cdot 10^{-6} \pm 3.4008 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$4.3375 \cdot 10^{-6} \pm 5.1217 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,60]% [3,5] GeV/c
[0, 45]	$6.2625 \cdot 10^{-7} \pm 9.2727 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[45, 90]	$5.1168 \cdot 10^{-7} \pm 8.2998 \cdot 10^{-8} \pm 0$
[-90, 0]	$1.1729 \cdot 10^{-6} \pm 1.4304 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,60]% [0,5] GeV/c
[0, 45]	$1.964 \cdot 10^{-6} \pm 2.0304 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$2.2342 \cdot 10^{-6} \pm 2.2247 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$4.3129 \cdot 10^{-6} \pm 4.0791 \cdot 10^{-7} \pm 0$

$\phi - \psi$	Sud+Nord [20,60]% [1,5] GeV/c
[0, 45]	$1.772 \cdot 10^{-6} \pm 1.9354 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[45, 90]	$2.0943 \cdot 10^{-6} \pm 2.1533 \cdot 10^{-7} \pm 0$
[-90, 0]	$3.9722 \cdot 10^{-6} \pm 3.8593 \cdot 10^{-7} \pm 0$

# E

## Résolution du RxnP

---

Les Tab. E.1 et Tab. E.2 résument les valeurs obtenues pour la résolution moyennée du RxnP en utilisant le BBC Nord et Sud et MPC Nord et Sud. La première erreur vient de l'erreur sur la résolution à proprement dite et de l'erreur non corrélée du taux de production. Elle est dominée par la seconde contribution. La deuxième erreur est l'erreur systématique traduisant à la l'erreur systématique corrélée du taux de production. Elle est négligeable par rapport à la première erreur. La valeur de la résolution moyenne du RxnP obtenue avec le taux de production intégré en  $p_T$  est également précisée. Elle a des incertitudes non corrélées entre les points plus petites car les incertitudes sur le taux de production du  $J/\psi$  sont plus petites.

Centralité	$p_T$	Sud	Nord	Moyenne
[20, 40]	[0, 1]	$0.591 \pm 0.060 \pm 0.001$	$0.585 \pm 0.060 \pm 0.001$	$0.718 \pm 0.073 \pm 0.001$
[20, 40]	[1, 2]	$0.594 \pm 0.036 \pm 0.001$	$0.588 \pm 0.036 \pm 0.001$	$0.720 \pm 0.043 \pm 0.001$
[20, 40]	[2, 3]	$0.592 \pm 0.037 \pm 0.001$	$0.586 \pm 0.037 \pm 0.001$	$0.718 \pm 0.045 \pm 0.001$
[20, 40]	[3, 5]	$0.595 \pm 0.038 \pm 0.001$	$0.589 \pm 0.037 \pm 0.001$	$0.721 \pm 0.046 \pm 0.001$
[20, 40]	[0, 5]	$0.594 \pm 0.025 \pm 0.000$	$0.588 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.721 \pm 0.030 \pm 0.000$
[20, 40]	[1, 5]	$0.595 \pm 0.024 \pm 0.000$	$0.589 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.722 \pm 0.029 \pm 0.000$
[40, 60]	[0, 1]	$0.427 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.430 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.551 \pm 0.031 \pm 0.002$
[40, 60]	[1, 2]	$0.443 \pm 0.017 \pm 0.001$	$0.446 \pm 0.017 \pm 0.001$	$0.570 \pm 0.021 \pm 0.001$
[40, 60]	[2, 3]	$0.446 \pm 0.018 \pm 0.001$	$0.449 \pm 0.019 \pm 0.001$	$0.573 \pm 0.024 \pm 0.001$
[40, 60]	[3, 5]	$0.444 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.447 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.571 \pm 0.031 \pm 0.001$
[40, 60]	[0, 5]	$0.430 \pm 0.014 \pm 0.001$	$0.432 \pm 0.014 \pm 0.001$	$0.554 \pm 0.018 \pm 0.001$
[40, 60]	[1, 5]	$0.434 \pm 0.015 \pm 0.001$	$0.436 \pm 0.015 \pm 0.001$	$0.559 \pm 0.019 \pm 0.001$
[20, 60]	[0, 1]	$0.528 \pm 0.053 \pm 0.004$	$0.525 \pm 0.053 \pm 0.004$	$0.654 \pm 0.064 \pm 0.004$
[20, 60]	[1, 2]	$0.550 \pm 0.035 \pm 0.003$	$0.546 \pm 0.035 \pm 0.003$	$0.676 \pm 0.043 \pm 0.003$
[20, 60]	[2, 3]	$0.554 \pm 0.036 \pm 0.003$	$0.550 \pm 0.036 \pm 0.003$	$0.680 \pm 0.044 \pm 0.003$
[20, 60]	[3, 5]	$0.558 \pm 0.039 \pm 0.003$	$0.554 \pm 0.038 \pm 0.003$	$0.685 \pm 0.047 \pm 0.003$
[20, 60]	[0, 5]	$0.543 \pm 0.024 \pm 0.003$	$0.539 \pm 0.024 \pm 0.003$	$0.668 \pm 0.029 \pm 0.003$
[20, 60]	[1, 5]	$0.547 \pm 0.024 \pm 0.003$	$0.544 \pm 0.024 \pm 0.003$	$0.673 \pm 0.029 \pm 0.003$

**Tab. E.1** – Résolution moyenne du plan de réaction pour différents intervalles en  $p_T$ , calculés en utilisant les BBC Nord et Sud, et poindérés par le taux invariant de production du  $J/\psi$ .

Centralité	$p_T$	Sud	Nord	Moyenne
[20, 40]	[0, 1]	$0.587 \pm 0.060 \pm 0.001$	$0.587 \pm 0.060 \pm 0.001$	$0.719 \pm 0.073 \pm 0.001$
[20, 40]	[1, 2]	$0.590 \pm 0.036 \pm 0.001$	$0.591 \pm 0.036 \pm 0.001$	$0.722 \pm 0.044 \pm 0.001$
[20, 40]	[2, 3]	$0.587 \pm 0.037 \pm 0.001$	$0.588 \pm 0.037 \pm 0.001$	$0.720 \pm 0.045 \pm 0.001$
[20, 40]	[3, 5]	$0.590 \pm 0.037 \pm 0.001$	$0.592 \pm 0.037 \pm 0.001$	$0.723 \pm 0.046 \pm 0.001$
[20, 40]	[0, 5]	$0.590 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.591 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.722 \pm 0.030 \pm 0.001$
[20, 40]	[1, 5]	$0.591 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.593 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.723 \pm 0.029 \pm 0.001$
[40, 60]	[0, 1]	$0.437 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.437 \pm 0.024 \pm 0.001$	$0.562 \pm 0.031 \pm 0.001$
[40, 60]	[1, 2]	$0.448 \pm 0.017 \pm 0.001$	$0.448 \pm 0.017 \pm 0.001$	$0.575 \pm 0.022 \pm 0.001$
[40, 60]	[2, 3]	$0.450 \pm 0.019 \pm 0.001$	$0.450 \pm 0.019 \pm 0.001$	$0.577 \pm 0.024 \pm 0.001$
[40, 60]	[3, 5]	$0.449 \pm 0.025 \pm 0.001$	$0.449 \pm 0.025 \pm 0.001$	$0.576 \pm 0.032 \pm 0.001$
[40, 60]	[0, 5]	$0.439 \pm 0.014 \pm 0.001$	$0.439 \pm 0.014 \pm 0.001$	$0.564 \pm 0.018 \pm 0.001$
[40, 60]	[1, 5]	$0.442 \pm 0.015 \pm 0.001$	$0.442 \pm 0.015 \pm 0.001$	$0.567 \pm 0.019 \pm 0.001$
[20, 60]	[0, 1]	$0.529 \pm 0.053 \pm 0.004$	$0.529 \pm 0.053 \pm 0.004$	$0.658 \pm 0.065 \pm 0.004$
[20, 60]	[1, 2]	$0.548 \pm 0.035 \pm 0.003$	$0.549 \pm 0.035 \pm 0.003$	$0.679 \pm 0.043 \pm 0.003$
[20, 60]	[2, 3]	$0.551 \pm 0.036 \pm 0.002$	$0.552 \pm 0.036 \pm 0.003$	$0.682 \pm 0.044 \pm 0.003$
[20, 60]	[3, 5]	$0.556 \pm 0.038 \pm 0.003$	$0.557 \pm 0.039 \pm 0.003$	$0.687 \pm 0.047 \pm 0.003$
[20, 60]	[0, 5]	$0.542 \pm 0.024 \pm 0.003$	$0.543 \pm 0.024 \pm 0.003$	$0.673 \pm 0.029 \pm 0.003$
[20, 60]	[1, 5]	$0.546 \pm 0.024 \pm 0.003$	$0.548 \pm 0.024 \pm 0.003$	$0.677 \pm 0.029 \pm 0.003$

**Tab. E.2** – Résolution moyenne du plan de réaction pour différents intervalles en  $p_T$ , calculés en utilisant les MPC Nord et Sud, et poindérés par le taux invariant de production du  $J/\psi$ .

# F

## Calcul de l'erreur sur le $v_2$

---

Soit  $X$  un variable aléatoire uniforme tel que  $X = \cos 2\Delta\phi$ .  $E[X]$  est l'espérance de  $X$ , et  $Var(X)$  sa variance. Pour un flot de particules distribuées elliptiquement, la fonction de probabilité  $dP$  normalisée sur  $\Delta\phi = [0, \pi]$  est :

$$\frac{dP}{d\Delta\phi} = \frac{1}{\pi}(1 + 2 \cdot v_2 \cdot \cos(2\Delta\phi)) \quad (\text{F.1})$$

avec  $v_2 = \langle \cos 2\Delta\phi \rangle = \langle X \rangle$ , la moyenne de  $X$  mesurée. On a donc également

$$\langle X \rangle = 1/N \cdot \sum_i^N x_{i=1} = \frac{\sum_{i=1}^N \cos 2\Delta\phi}{N} \quad (\text{F.2})$$

Calculons l'écart type  $\sigma_{v_2}$  de la mesure  $v_2$  (une déviation standard) :

$$\sigma_{v_2}^2 = V(\langle X \rangle) \quad (\text{F.3})$$

Ainsi, comme  $V(aX) = a^2V(X)$ , et  $V(x_1 + x_2) = V(x_1) + V(x_2)$  si les mesures  $x_1$  et  $x_2$  sont des mesures indépendantes de  $X$  :

$$\begin{aligned} \sigma_{v_2}^2 &= V\left(\sum_{i=1}^N x_i/N\right) \\ &= \frac{1}{N^2}V\left(\sum_{i=1}^N x_i\right) \\ &= \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N V(x_i) \\ &= \frac{1}{N^2}N \cdot V(\langle X \rangle) \end{aligned} \quad (\text{F.4})$$

Or  $V(\langle X \rangle) = E[X^2] - E[\langle X \rangle]^2$ .

Calculons  $E[\langle X \rangle]$  et  $E[\langle X^2 \rangle]$ .

$$\begin{aligned}
 E[\langle X \rangle] &= E\left[\sum_{i=1}^N \cos(2\Delta\phi_i)/N\right] \\
 &= \frac{\sum_{i=1}^N E[\cos(2\Delta\phi_i)]}{N} \\
 &= E[\cos(2\Delta\phi)] \\
 &= \int_0^\pi \cos(2\Delta\phi) \cdot dP d\Delta\phi \\
 &= \int_0^\pi \cos(2\Delta\phi) \cdot \frac{1}{\pi}(1 + 2v_2 \cos(2\Delta\phi)) d\Delta\phi \\
 &= \frac{1}{2\pi} [\sin(2\Delta\phi) + 2v_2 \Delta\phi + \frac{v_2}{2} \sin(4\Delta\phi)]_0^\pi \\
 &= v_2
 \end{aligned} \tag{F.5}$$

$$\begin{aligned}
 E[\langle X^2 \rangle] &= E[\cos^2(2\Delta\phi_i)] \\
 &= \int_0^\pi \cos^2(2\Delta\phi) \cdot \frac{1}{\pi}(1 + 2v_2 \cos(2\Delta\phi)) d\Delta\phi \\
 &= \frac{1}{2\pi} \left[ \Delta\phi + \frac{3v_2}{2} \sin(2\Delta\phi) + \frac{1}{4} \sin(4\Delta\phi) + \frac{v_2}{6} \sin(6\Delta\phi) \right]_0^\pi \\
 &= \frac{1}{2}
 \end{aligned} \tag{F.6}$$

Ainsi

$$\begin{aligned}
 \sigma_{v_2}^2 &= \frac{1}{N} \cdot (E[\langle X^2 \rangle] - E[\langle X \rangle]^2) \\
 \iff \sigma_{v_2}^2 &= \frac{1}{N} \cdot (1/2 - v_2^2)
 \end{aligned} \tag{F.7}$$

En première approximation,  $\sigma_{v_2} = \sqrt{\frac{1}{2N}}$ , c'est à dire  $\sigma_{v_2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N} = 0,707 \cdot \frac{\sqrt{N}}{N}$ . De plus le  $v_2$  ici est mesuré et donc la valeur réelle du  $v_2$  est obtenue en corrigeant la mesure par la résolution du plan de réaction, d'où :

$$\sigma_{v_2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{1}{\sigma_{RP}} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N} \tag{F.8}$$

L'erreur sur le  $v_2$  du  $J/\psi$  est donc indépendante (en première approximation) de l'amplitude du  $v_2$  et dépend principalement du rapport entre l'erreur statistique du signal<sup>(1)</sup> relativement à son amplitude.

<sup>(1)</sup> Ceci en considérant en première approximation que  $\sigma_{stat}(J/\psi) = \sqrt{N(J/\psi)}$ , c'est à dire lorsqu'il n'y a pas ou peu de bruit de fond.

# Bibliographie

- [1] K. G. Wilson, *Confinement of quarks*, Phys. Rev. D **10**(8), 2445–2459 (Oct 1974).
- [2] J. B. Kogut, *The lattice gauge theory approach to quantum chromodynamics*, Rev. Mod. Phys. **55**(3), 775–836 (Jul 1983).
- [3] J. Polchinski and M. J. Strassler, *Hard Scattering and Gauge/String Duality*, Phys. Rev. Lett. **88**(3), 031601 (Jan 2002).
- [4] K. G. Wilson and J. B. Kogut, *The Renormalization group and the epsilon expansion*, Phys. Rept. **12**, 75–200 (1974).
- [5] T. DeGrand and C. E. Detar, *Lattice methods for quantum chromodynamics*, New Jersey, USA : World Scientific (2006) 345 p.
- [6] I. Montvay and G. Munster, *Quantum fields on a lattice*, Cambridge, UK : Univ. Pr. (1994) 491 p. (Cambridge monographs on mathematical physics).
- [7] W.-M. Yao et al., *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G **33**, 1 (2006).
- [8] Simon Hands, *The Phase Diagram of QCD*, Contemporary Physics **42**, 209 (2001).
- [9] J. C. Collins and M. J. Perry, *Superdense Matter : Neutrons or Asymptotically Free Quarks ?*, Phys. Rev. Lett. **34**(21), 1353–1356 (May 1975).
- [10] K. Rajagopal, *The phases of QCD in heavy ion collisions and compact stars*, Acta Phys. Polon. **B31**, 3021 (2000), hep-ph/0009058.
- [11] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30**(26), 1343–1346 (Jun 1973).
- [12] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ?*, Phys. Rev. Lett. **30**(26), 1346–1349 (Jun 1973).
- [13] F. Karsch, *Lattice QCD at high temperature and density*, Lect. Notes Phys. **583**, 209–249 (2002), hep-lat/0106019.
- [14] F. Karsch and E. Laermann, *Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD*, (2003), hep-lat/0305025.
- [15] V. Koch, *Introduction to Chiral Symmetry*, (1995), nucl-th/9512029.
- [16] E. V. Shuryak, *QCD at finite density and color superconductivity*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **83**, 103–107 (2000), hep-ph/9908290.
- [17] O. Kaczmarek and F. Zantow, *Static quark anti-quark interactions in zero and finite temperature QCD*, Phys. Rev. **D71**, 114510 (2005), hep-lat/0503017.
- [18] T. D. Lee, *Missing symmetries, unseen quarks and the physical vacuum*, Nucl. Phys. **A538**, 3c–13c (1992).
- [19] L. McLerran, *The physics of the quark-gluon plasma*, Rev. Mod. Phys. **58**(4), 1021–1064 (Oct 1986).



- [20] J. D. Bjorken, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region*, Phys. Rev. D **27**(1), 140–151 (Jan 1983).
- [21] N. Armesto, M. A. Braun, E. G. Ferreira and C. Pajares, *Percolation Approach to Quark-Gluon Plasma and  $J/\psi$  Suppression*, Phys. Rev. Lett. **77**(18), 3736–3738 (Oct 1996).
- [22] M. Nardi and H. Satz, *String clustering and  $J/\psi$  suppression in nuclear collisions*, Phys. Lett. **B442**, 14–19 (1998), hep-ph/9805247.
- [23] H. Satz, *The onset of deconfinement in nuclear collisions*, Nucl. Phys. **A661**, 104–118 (1999), hep-ph/9908339.
- [24] T. a. Alber, *Transverse Energy Production in  $Pb208+Pb$  Collisions at 158 GeV per Nucleon*, Phys. Rev. Lett. **75**(21), 3814–3817 (Nov 1995).
- [25] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), *Systematic studies of the centrality and  $\sqrt{s_{NN}}$  dependence of  $dE(T)/d\mu$  and  $dN(ch)/d\mu$  in heavy ion collisions at mid-rapidity*, Phys. Rev. **C71**, 034908 (2005), nucl-ex/0409015.
- [26] . R. Granier de Cassagnac, *QCD à l'oeuvre*, Ecole Jolie Currie , 60 (Sept 2005).
- [27] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration*, Nucl. Phys. **A757**, 184–283 (2005), nucl-ex/0410003.
- [28] B. B. Back et al. (PHOBOS Collaboration), *The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC*, Nucl. Phys. A **757**, 28–101 (2005), nucl-ex/0410022.
- [29] J. Adams et al. (STAR Collaboration), *Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma : The STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions*, Nucl. Phys. **A757**, 102–183 (2005), nucl-ex/0501009.
- [30] I. Arsene et al. (BRAHMS Collaboration), *Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment*, Nucl. Phys. **A757**, 1–27 (2005), nucl-ex/0410020.
- [31] L. Van Hove, *Multiplicity dependence of  $p(t)$  spectrum as a possible signal for a phase transition in hadronic collisions*, Phys. Lett. **B118**, 138 (1982).
- [32] M. Gyulassy, S. K. Kauffmann and L. W. Wilson, *Pion interferometry of nuclear collisions. I. Theory*, Phys. Rev. **C20**, 2267–2292 (1979).
- [33] R. D. Pisarski, *Phenomenology of the Chiral Phase Transition*, Phys. Lett. **B110**, 155 (1982).
- [34] R. D. Pisarski and F. Wilczek, *Remarks on the Chiral Phase Transition in Chromodynamics*, Phys. Rev. **D29**, 338–341 (1984).
- [35] R. A. et. al. (NA60 Collaboration Collaboration), *First Measurement of the rho Spectral Function in High-Energy Nuclear Collisions*, Physical Review Letters **96**(16), 162302 (2006).
- [36] E. V. Shuryak, *Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter*, Phys. Rept. **61**, 71–158 (1980).
- [37] K. Kajantie and H. I. Miettinen, *Muon pair production in very high-energy nucleus nucleus collisions*, Z. Phys. **C14**, 357–362 (1982).
- [38] A. Dumitru, Y. Guo and M. Strickland, *The heavy-quark potential in an anisotropic (viscous) plasma*, Phys. Lett. **B662**, 37–42 (2008), 0711.4722.
- [39] B. Schenke and M. Strickland, *Photon production from an anisotropic quark-gluon plasma*, Phys. Rev. **D76**, 025023 (2007), hep-ph/0611332.

- [40] J. D. Bjorken, *Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma : Possible Extinction of High  $p(t)$  Jets in Hadron - Hadron Collisions*, FERMILAB-PUB-82-059-THY.
- [41] D. Kharzeev, E. Levin and M. Nardi, *QCD Saturation and Deuteron-Nucleus Collisions*, (2002), hep-ph/0212316.
- [42] T. Matsui and H. Satz,  *$J/\psi$  Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation*, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
- [43] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane and T.-M. Yan, *Charmonium : The Model*, Phys. Rev. **D17**, 3090 (1978).
- [44] H. Satz, *Colour deconfinement and quarkonium binding*, J. Phys. **G32**, R25 (2006), hep-ph/0512217.
- [45] J. Schukraft, *Heavy ions at the LHC : Physics perspectives and experimental program*, Pramana **57**, 345–354 (2001).
- [46] A. Mocsy and P. Petreczky, *Color Screening Melts Quarkonium*, Phys. Rev. Lett. **99**, 211602 (2007), 0706.2183.
- [47] E. Norrbin and T. Sjostrand, *Production and hadronization of heavy quarks*, Eur. Phys. J. **C17**, 137–161 (2000), hep-ph/0005110.
- [48] B. L. Combridge, *Associated Production of Heavy Flavor States in  $p+p$  and  $anti-p+p$  Interactions : Some QCD Estimates*, Nucl. Phys. **B151**, 429 (1979).
- [49] W. Beenakker, W. L. van Neerven, R. Meng, G. A. Schuler and J. Smith, *QCD corrections to heavy quark production in hadron hadron collisions*, Nucl. Phys. **B351**, 507 (1991).
- [50] D. Kharzeev and H. Satz, *Charmonium composition and nuclear suppression*, Phys. Lett. **B366**, 316–322 (1996), hep-ph/9508276.
- [51] J. C. Collins, D. E. Soper and G. Sterman, *Factorization of Hard Processes in QCD*, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5**, 1–91 (1988), hep-ph/0409313.
- [52] P. Artoisenet, J. Campbell, J. P. Lansberg, F. Maltoni and F. Tramontano, *Upsilon production at the Tevatron and the LHC*, (2008), 0806.3282.
- [53] B. Gong, X. Q. Li and J.-X. Wang, *QCD corrections to  $J/\psi$  production via color octet states at Tevatron and LHC*, (2008), 0805.4751.
- [54] M. Bedjidian et al., *Hard probes in heavy ion collisions at the LHC : Heavy flavour physics*, (2004), hep-ph/0311048.
- [55] J.-P. Lansberg, *Quarkonium production at high-energy hadron colliders*, (2005), hep-ph/0507175.
- [56] E. L. Berger and D. Jones, *Inelastic photoproduction of  $J\psi$  and  $\Upsilon$  by gluons*, Phys. Rev. D **23**(7), 1521–1530 (Apr 1981).
- [57] S. Chekanov et al. (ZEUS Collaboration), *Measurements of inelastic  $J/\psi$  and  $\psi'$  photoproduction at HERA*, Eur. Phys. J. **C27**, 173–188 (2003), hep-ex/0211011.
- [58] C. Adloff et al. (H1 Collaboration), *Measurement of dijet cross sections in photoproduction at HERA*, Eur. Phys. J. **C25**, 13–23 (2002), hep-ex/0201006.
- [59] H. Fritzsche, *Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions : A Test of Quantum Chromodynamics*, Phys. Lett. **B67**, 217 (1977).
- [60] F. Halzen, *Cvc for Gluons and Hadroproduction of Quark Flavors*, Phys. Lett. **B69**, 105 (1977).

- [61] O. J. P. Eboli, E. M. Gregores and F. Halzen, *(No) color in QCD : Charmonium, charm and rapidity gaps*, (1996), hep-ph/9611258.
- [62] J. F. Amundson, O. J. P. Eboli, E. M. Gregores and F. Halzen, *Quantitative tests of color evaporation : Charmonium production*, Phys. Lett. **B390**, 323–328 (1997), hep-ph/9605295.
- [63] P. Hoyer and S. Peigné, *Quarkonium production through hard comover scattering*, Phys. Rev. D **59**(3), 034011 (Jan 1999).
- [64] N. Marchal, S. Peigné and P. Hoyer, *Quarkonium production through hard comover scattering. II.*, Phys. Rev. D **62**(11), 114001 (Oct 2000).
- [65] A. A. et. al. (CDF Collaboration Collaboration), *Polarizations of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  Mesons Produced in  $p\overline{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV*, Physical Review Letters **99**(13), 132001 (2007).
- [66] T. H. e. a. Chang,  *$J/\psi$  Polarization in 800-GeV  $p - Cu$  Interactions*, Phys. Rev. Lett. **91**(21), 211801 (Nov 2003).
- [67] G. T. Bodwin, E. Braaten and G. P. Lepage, *Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium*, Phys. Rev. D **51**(3), 1125–1171 (Feb 1995).
- [68] G. T. Bodwin, E. Braaten and G. P. Lepage, *Erratum : Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium [Phys. Rev. D 51, 1125 (1995)]*, Phys. Rev. D **55**(9), 5853–5854 (May 1997).
- [69] M. S. Carena, S. Pokorski and C. E. M. Wagner, *On the unification of couplings in the minimal supersymmetric Standard Model*, Nucl. Phys. **B406**, 59–89 (1993), hep-ph/9303202.
- [70] M. Cacciari and M. Greco,  *$J\psi$  Production via Fragmentation at the Fermilab Tevatron*, Phys. Rev. Lett. **73**(12), 1586–1589 (Sep 1994).
- [71] E. Braaten, M. A. Doncheski, S. Fleming and M. L. Mangano, *Fragmentation production of  $J/\psi$  and  $\psi'$  at the Tevatron*, Phys. Lett. **B333**, 548–554 (1994), hep-ph/9405407.
- [72] P. Lansberg, J., *Proceedings of Hard Probes 2008, Galicia (Spain)*, (2008).
- [73] J. P. Lansberg and H. Haberzettl,  *$J/\psi$  production at the Tevatron and RHIC from  $s$ -channel cut*, (2008), 0806.4001.
- [74] J. P. Lansberg, *Off-shell and non-static contributions to heavy-quarkonium production*, AIP Conf. Proc. **892**, 324–326 (2007), hep-ph/0610393.
- [75] F. e. a. Abe, *Production of  $J/\psi$  Mesons from  $\chi_c$  Meson Decays in  $p+p$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 1.8$  TeV*, Phys. Rev. Lett. **79**(4), 578–583 (Jul 1997).
- [76] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration),  *$J/\psi$  production vs transverse momentum and rapidity in  $p+p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Phys. Rev. Lett. **98**, 232002 (2007), hep-ex/0611020.
- [77] P. Artoisenet, J. P. Lansberg and F. Maltoni, *Hadroproduction of  $J/\psi$  and Upsilon in association with a heavy-quark pair*, Phys. Lett. **B653**, 60–66 (2007), hep-ph/0703129.
- [78] A. C. Kraan, *Experimental Aspects of Heavy Quarkonium Production at the LHC*, (2008), 0807.3123.
- [79] J. Yokoyama, *Cosmological Constant From Degenerate Vacua*, Phys. Rev. Lett. **88**(15), 151302 (Mar 2002).

- [80] L. e. a. Antoniazzi, *Measurement of  $J/\psi$  and  $\psi'$  production in 300-GeV/c proton, antiproton, and  $\pi$  interactions with nuclei*, Phys. Rev. D **46**(11), 4828–4835 (Dec 1992).
- [81] L. e. a. Antoniazzi, *Production of  $J/\psi$  via  $\psi$  and  $\chi$  decay in 300 GeV/c proton and  $\pi$ -nucleon interactions*, Phys. Rev. Lett. **70**(4), 383–386 (Jan 1993).
- [82] S. Digal, P. Petreczky and H. Satz, *String breaking and quarkonium dissociation at finite temperatures*, Phys. Lett. **B514**, 57–62 (2001), hep-ph/0105234.
- [83] L. McLerran, *The color glass condensate*, Nucl. Phys. **A702**, 49–64 (2002).
- [84] K. J. Eskola, H. Paukkunen and C. A. Salgado, *An improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data*, JHEP **07**, 102 (2008), 0802.0139.
- [85] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+ e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. (In Russian)*, Sov. Phys. JETP **46**, 641–653 (1977).
- [86] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, *Deep inelastic  $e p$  scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438–450 (1972).
- [87] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).
- [88] P. L. McGaughey, J. M. Moss and J. C. Peng, *High-energy hadron-induced dilepton production from nucleons and nuclei*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49**, 217–253 (1999), hep-ph/9905409.
- [89] S. Digal, S. Fortunato and H. Satz, *Predictions for  $J/\psi$  suppression by parton percolation*, Eur. Phys. J. **C32**, 547–553 (2004), hep-ph/0310354.
- [90] H. Satz, *Parton percolation in nuclear collisions*, (2002), hep-ph/0212046.
- [91] N. Armesto, M. A. Braun, E. G. Ferreira and C. Pajares, *Percolation approach to quark-gluon plasma and  $J/\psi$  suppression*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3736–3738 (1996), hep-ph/9607239.
- [92] J. P. Blaizot, F. Gelis and R. Venugopalan, *High energy  $p A$  collisions in the color glass condensate approach. II : Quark production*, Nucl. Phys. **A743**, 57–91 (2004), hep-ph/0402257.
- [93] L. D. McLerran and R. Venugopalan, *Gluon distribution functions for very large nuclei at small transverse momentum*, Phys. Rev. **D49**, 3352–3355 (1994), hep-ph/9311205.
- [94] A. H. Mueller, *Small-x physics, high parton densities and parton saturation in QCD*, (1999), hep-ph/9911289.
- [95] L. McLerran, *RHIC physics : The quark gluon plasma and the color glass condensate : 4 lectures*, (2003), hep-ph/0311028.
- [96] J. Hufner, Y. Kurihara and H. J. Pirner, *Gluon Multiple scattering and the transverse momentum dependence of the  $J/\psi$  production in nucleus nucleus collisions*, Phys. Lett. **B215**, 218–222 (1988).
- [97] C. Gerschel and J. Hufner, *Comparison of  $J/\psi$  suppression in photon, hadron and nucleus-nucleus collisions : Where is the quark - gluon plasma*, Nucl. Phys. **A544**, 513c–516c (1992).
- [98] L. D. Landau and I. Pomeranchuk, *Electron cascade process at very high-energies*, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **92**, 735–738 (1953).

- [99] L. D. Landau and I. Pomeranchuk, *Limits of applicability of the theory of bremsstrahlung electrons and pair production at high-energies*, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. **92**, 535–536 (1953).
- [100] A. B. Migdal, *Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high-energies*, Phys. Rev. **103**, 1811–1820 (1956).
- [101] A. Capella, E. G. Ferreira, A. Capella and E. G. Ferreira, *Why does the  $J/\psi$  nuclear absorption decrease with increasing energy?*, Phys. Rev. **C76**, 064906 (2007), hep-ph/0610313.
- [102] F. Arleo and V.-N. Tram, *A systematic study of  $J/\psi$  suppression in cold nuclear matter*, Eur. Phys. J. **C55**, 449–461 (2008), hep-ph/0612043.
- [103] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), *Cold Nuclear Matter Effects on  $J/\psi$  as Constrained by Deuteron-Gold Measurements at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Phys. Rev. **C77**, 024912 (2008), 0711.3917.
- [104] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and R. Vogt, *Obtaining the Nuclear Gluon Distribution from Heavy Quark Decays to Lepton Pairs in  $pA$  Collisions*, Nucl. Phys. A **696**, 729 (2001).
- [105] A. M. Rakotozafindrabe, *A look at the influence of the  $J/\psi$  transverse momentum on shadowing*, (2008), 0806.3678.
- [106] D. deFlorian and R. Sassot, *Nuclear Parton distributions at Next to Leading Order*, Phys. Rev. D **69**, 074028 (2004).
- [107] R. Vogt, *Shadowing and absorption effects on  $J/\psi$  Production in  $dA$  collisions*, Phys. Rev. C **71**, 054902 (2005).
- [108] M. J. e. a. Leitch, *Measurement of Differences between  $J/\psi$  and  $\psi'$  Suppression in  $p - A$  Collisions*, Phys. Rev. Lett. **84**(15), 3256–3260 (Apr 2000).
- [109] C. Gerschel and J. Hufner, *Comparison of  $J/\psi$  suppression in photon, hadron and nucleus nucleus collisions : Where is the quark gluon plasma?*, Z. Phys. **C56**, 171–174 (1992).
- [110] B. Alessandro et al. (NA50 Collaboration),  *$J/\psi$  and  $\psi'$  production and their normal nuclear absorption in proton nucleus collisions at 400-GeV*, Eur. Phys. J. **C48**, 329 (2006), nucl-ex/0612012.
- [111] J.-P. Blaizot and J.-Y. Ollitrault,  *$J/\psi$  suppression in  $Pb Pb$  collisions : A hint of quark-gluon plasma production?*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1703–1706 (1996), hep-ph/9606289.
- [112] T. Gunji, H. Hamagaki, T. Hatsuda and T. Hirano, *Onset of  $J/\psi$  melting in quark-gluon fluid at RHIC*, Phys. Rev. **C76**, 051901 (2007), hep-ph/0703061.
- [113] S. J. Brodsky and A. H. Mueller, *Using Nuclei to Probe Hadronization in QCD*, Phys. Lett. **B206**, 685 (1988).
- [114] S. Gavin and R. Vogt,  *$J/\psi$  suppression from hadron-nucleus to nucleus-nucleus collisions*, Nucl. Phys. **B345**, 104–124 (1990).
- [115] S. Gavin and R. Vogt, *Charmonium suppression by comover scattering in  $Pb+Pb$  collisions*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1006–1009 (1997), hep-ph/9606460.
- [116] A. Capella and E. G. Ferreira,  *$J/\psi$  suppression at  $\sqrt{s} = 200$  GeV in the comovers interaction model*, Eur. Phys. J. **C42**, 419–424 (2005), hep-ph/0505032.
- [117] D. Kharzeev and H. Satz, *Charmonium interaction in nuclear matter*, Phys. Lett. **B356**, 365–372 (1995), hep-ph/9504397.

- [118] 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**, 36–44 (2003), nucl-th/0303036.
- [119] R. L. Thews, *Quarkonium production via recombination*, Nucl. Phys. **A783**, 301–308 (2007), hep-ph/0609121.
- [120] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), *Centrality dependence of charm production from single electrons measurement in Au + Au collisions at  $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV*, Phys. Rev. Lett. **94**, 082301 (2005), nucl-ex/0409028.
- [121] M. Schroedter, R. L. Thews and J. Rafelski, *Charm production in the hot-gluon scenario*, J. Phys. **G27**, 691–694 (2001).
- [122] L. Grandchamp and R. Rapp, *Charmonium suppression and regeneration from SPS to RHIC*, Nucl. Phys. **A709**, 415–439 (2002), hep-ph/0205305.
- [123] L. Grandchamp, R. Rapp and G. E. Brown, *In-medium effects on charmonium production in heavy-ion collisions*, Phys. Rev. Lett. **92**, 212301 (2004), hep-ph/0306077.
- [124] G. Bhanot and M. E. Peskin, *Short Distance Analysis for Heavy Quark Systems. 2. Applications*, Nucl. Phys. **B156**, 391 (1979).
- [125] M. E. Peskin, *Short Distance Analysis for Heavy Quark Systems. 1. Diagrammatics*, Nucl. Phys. **B156**, 365 (1979).
- [126] L. Grandchamp and R. Rapp, *Thermal versus direct  $J/\psi$  production in ultrarelativistic heavy-ion collisions*, Phys. Lett. **B523**, 60–66 (2001), hep-ph/0103124.
- [127] E. S. (for the NA60 Collaboration),  *$J/\psi$  production in In and p-A collisions*, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics **34**(8), S463–S469 (2007).
- [128] M. Gonin et al. (NA50 Collaboration), *Anomalous  $J/\psi$  suppression in Pb+Pb collisions at 158-A-GeV/c*, Nucl. Phys. **A610**, 404c–417c (1996).
- [129] M. C. Abreu et al. (NA50 Collaboration), *Anomalous  $J/\psi$  suppression in Pb - Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon*, Phys. Lett. **B410**, 337–343 (1997).
- [130] R. Rapp, D. Blaschke and P. Crochet, *Charmonium and bottomonium production in heavy-ion collisions*, (2008), 0807.2470.
- [131] C. Spieles, R. Vogt, L. Gerland, S. A. Bass, M. Bleicher, H. Stöcker and W. Greiner, *Modeling  $J/\psi$  production and absorption in a microscopic nonequilibrium approach*, Phys. Rev. C **60**(5), 054901 (Sep 1999).
- [132] X. Zhao and R. Rapp, *Transverse Momentum Spectra of  $J/\psi$  in Heavy-Ion Collisions*, Phys. Lett. **B664**, 253–257 (2008), 0712.2407.
- [133] R. Rapp, *Quark coalescence and charm(onium) in QGP*, Eur. Phys. J. **C43**, 91–96 (2005), hep-ph/0502208.
- [134] O. Linnyk, E. L. Bratkovskaya, W. Cassing and H. Stoecker, *Charmonium dynamics in nucleus-nucleus collisions at SPS and FAIR energies*, Nucl. Phys. **A786**, 183–200 (2007), nucl-th/0612049.
- [135] R. A. et. al. (NA60 Collaboration Collaboration),  *$J/\psi$  Production in Indium-Indium Collisions at 158 GeV/Nucleon*, Physical Review Letters **99**(13), 132302 (2007).
- [136] The NA50 Collaboration, *A new measurement of  $J/\psi$  suppression in Pb-Pb collisions at 158 GeV per nucleon*, The European Physical Journal C **39**(3), 335–345 (feb 2005).
- [137] A. F. (for the NA60 Collaboration), *Latest results from NA60*, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics **32**(12), S51–S60 (2006).

- [138] D. Prorok, L. Turko and D. Blaschke, *J/ψ absorption in a multicomponent hadron gas*, (2008), 0808.0358.
- [139] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), *J/ψ Production in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Cu+Cu Collisions*, (2008), 0801.0220.
- [140] A. Adare et al., *J/ψ Production in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Phys. Rev. Lett. **98**, 232301 (2007).
- [141] O. Linnyk, E. L. Bratkovskaya, W. Cassing and H. Stoecker, *Charmonium dynamics in Au+Au collisions at  $\sqrt{s}=200$  GeV*, Phys. Rev. **C76**, 041901 (2007), 0705.4443.
- [142] R. Granier de Cassagnac, *A d+Au data-driven prediction of cold nuclear matter effects on J/ψ production in Au+Au collisions at RHIC*, J. Phys. **G34**, S955–958 (2007), hep-ph/0701222.
- [143] D. Kharzeev, E. Levin, M. Nardi and K. Tuchin, *Gluon saturation effects on J/ψ production in heavy ion collisions*, (2008), 0808.2954.
- [144] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel, *Statistical hadronization of heavy quarks in ultra-relativistic nucleus nucleus collisions*, Nucl. Phys. **A789**, 334–356 (2007), nucl-th/0611023.
- [145] M. Cacciari, P. Nason and R. Vogt, *QCD predictions for charm and bottom production at RHIC*, Phys. Rev. Lett. **95**, 122001 (2005), hep-ph/0502203.
- [146] A. Capella et al., *Charmonium dissociation and recombination at RHIC and LHC*, (2007), 0712.4331.
- [147] A. Schwimmer, *Inelastic Rescattering and High-Energy Reactions on Nuclei*, Nucl. Phys. **B94**, 445–459 (1975).
- [148] L. Yan, P. Zhuang and N. Xu, *Competition between J/ψ suppression and regeneration in quark-gluon plasma*, Phys. Rev. Lett. **97**, 232301 (2006), nucl-th/0608010.
- [149] X.-l. Zhu, P.-f. Zhuang and N. Xu, *J/ψ transport in QGP and p(t) distribution at SPS and RHIC*, Phys. Lett. **B607**, 107–114 (2005), nucl-th/0411093.
- [150] H. Pereira Da Costa (PHENIX Collaboration), *PHENIX results on J/ψ production in Au+Au and Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Nucl. Phys. **A774**, 747–750 (2006), nucl-ex/0510051.
- [151] J.-Y. Ollitrault, *On the measurement of azimuthal anisotropies in nucleus– nucleus collisions*, (1997), nucl-ex/9711003.
- [152] J.-Y. Ollitrault, *Relativistic hydrodynamics*, Eur. J. Phys. **29**, 275–302 (2008), 0708.2433.
- [153] P. Huovinen, *Hydrodynamical description of collective flow*, (2003), nucl-th/0305064.
- [154] W. Scheid, H. Müller and W. Greiner, *Nuclear Shock Waves in Heavy-Ion Collisions*, Phys. Rev. Lett. **32**(13), 741–745 (Apr 1974).
- [155] H. Stoecker, J. A. Maruhn and W. Greiner, *Collective sideward flow of nuclear matter in violent high-energy heavy ion collisions*, Phys. Rev. Lett. **44**, 725 (1980).
- [156] H. Stoecker et al., *Jets of nuclear matter from high-energy heavy ion collisions*, Phys. Rev. **C25**, 1873–1876 (1982).
- [157] R. B. Clare and D. Strottman, *Relativistic Hydrodynamics and heavy ion reactions*, Phys. Rept. **141**, 177–280 (1986).
- [158] F. Cooper and G. Frye, *Single-particle distribution in the hydrodynamic and statistical thermodynamic models of multiparticle production*, Phys. Rev. D **10**(1), 186–189 (Jul 1974).

- [159] J.-Y. Ollitrault, *Anisotropy as a signature of transverse collective flow*, Phys. Rev. **D46**, 229–245 (1992).
- [160] P. F. Kolb, J. Sollfrank and U. W. Heinz, *Anisotropic transverse flow and the quark-hadron phase transition*, Phys. Rev. **C62**, 054909 (2000), hep-ph/0006129.
- [161] P. Huovinen, P. F. Kolb, U. W. Heinz, P. V. Ruuskanen and S. A. Voloshin, *Radial and elliptic flow at RHIC : Further predictions*, Phys. Lett. **B503**, 58–64 (2001), hep-ph/0101136.
- [162] T. Hirano, *Is early thermalization achieved only near midrapidity in Au+Au collisions at  $s_{NN} = 130$  GeV?*, Phys. Rev. **C65**, 011901 (2002), nucl-th/0108004.
- [163] C. Nonaka, E. Honda and S. Muroya, *(3+1)-dimensional relativistic hydrodynamical expansion of hot and dense matter in ultra-relativistic nuclear collision*, Eur. Phys. J. **C17**, 663–673 (2000), hep-ph/0007187.
- [164] C. Nonaka and S. A. Bass, *Space-time evolution of bulk QCD matter*, Phys. Rev. **C75**, 014902 (2007), nucl-th/0607018.
- [165] G. Buchwald, G. Graebner, J. A. Maruhn, W. Greiner and H. Stoecker, *Viscous fluid dynamical calculation of the reaction C-12 82-MeV/nucleon + Au-197*, Phys. Rev. **C28**, 1119 (1983).
- [166] D. Teaney, *Effect of shear viscosity on spectra, elliptic flow, and Hanbury Brown-Twiss radii*, Phys. Rev. **C68**, 034913 (2003), nucl-th/0301099.
- [167] H. Song and U. W. Heinz, *Suppression of elliptic flow in a minimally viscous quark-gluon plasma*, Phys. Lett. **B658**, 279–283 (2008), 0709.0742.
- [168] W.-L. Qian, R. Andrade, F. Grassi, Y. Hama and T. Kodama, *An approach to chemical freeze-out scenario of identified particle spectra at 200A GeV Au-Au collisions at RHIC*, (2007), 0709.0845.
- [169] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), *Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Phys. Rev. Lett. **98**, 162301 (2007), nucl-ex/0608033.
- [170] H. Petersen, Q. Li, X. Zhu and M. Bleicher, *Directed and elliptic flow in heavy-ion collisions from  $E[\text{sub beam}] = 90$  MeV/nucleon to  $E[\text{sub c.m.}] = 200$  GeV/nucleon*, Physical Review C (Nuclear Physics) **74**(6), 064908 (2006).
- [171] D. Molnar and M. Gyulassy, *Saturation of elliptic flow at RHIC : Results from the covariant elastic parton cascade model MPC*, Nucl. Phys. **A697**, 495–520 (2002), nucl-th/0104073.
- [172] U. W. Heinz and P. F. Kolb, *Early thermalization at RHIC*, Nucl. Phys. **A702**, 269–280 (2002), hep-ph/0111075.
- [173] M. Csanad et al., *Universal scaling of the elliptic flow and the perfect hydro picture at RHIC*, (2005), nucl-th/0512078.
- [174] R. S. Bhalerao, J.-P. Blaizot, N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, *Elliptic flow and incomplete equilibration at RHIC*, Phys. Lett. **B627**, 49–54 (2005), nucl-th/0508009.
- [175] T. Hirano and M. Gyulassy, *Perfect fluidity of the quark gluon plasma core as seen through its dissipative hadronic corona*, Nucl. Phys. **A769**, 71–94 (2006), nucl-th/0506049.
- [176] J. e. a. Adams, *Particle-Type Dependence of Azimuthal Anisotropy and Nuclear Modification of Particle Production in Au + Au Collisions at  $s_{NN} = 200$  GeV*, Phys. Rev. Lett. **92**(5), 052302 (Feb 2004).



- [177] J. Adams and al. (STAR Collaboration Collaboration), *Multistrange Baryon Elliptic Flow in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Physical Review Letters **95**(12), 122301 (2005).
- [178] L. A. Linden Levy, J. L. Nagle, C. Rosen and P. Steinberg, *Quasi-Particle Degrees of Freedom versus the Perfect Fluid as Descriptors of the Quark-Gluon Plasma*, (2007), 0709.3105.
- [179] V. Koch, A. Majumder and J. Randrup, *Baryon-strangeness correlations : A diagnostic of strongly interacting matter*, Phys. Rev. Lett. **95**, 182301 (2005), nucl-th/0505052.
- [180] F. Karsch, S. Ejiri and K. Redlich, *Hadronic fluctuations in the QGP*, Nucl. Phys. **A774**, 619–622 (2006), hep-ph/0510126.
- [181] B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration), *Centrality dependence of charged hadron and strange hadron elliptic flow from  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Au+Au collisions*, Phys. Rev. **C77**, 054901 (2008), 0801.3466.
- [182] M. Csanad, T. Csorgo, B. Lorstad, M. Nagy and A. Ster, *From quark gluon plasma to a perfect fluid of quarks and beyond*, (2007), nucl-th/0702045.
- [183] T. Hirano, U. W. Heinz, D. Kharzeev, R. Lacey and Y. Nara, *Mass ordering of differential elliptic flow and its violation for phi mesons*, Phys. Rev. **C77**, 044909 (2008), 0710.5795.
- [184] T. Hirano, U. Heinz, D. Kharzeev, R. Lacey and Y. Nara, *Elliptic flow from a hybrid CGC, full 3D hydro and hadronic cascade model*, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics **34**(8), S879–S882 (2007).
- [185] K. Tsumura and T. Kunihiro, *Stable First-order Particle-frame Relativistic Hydrodynamics for Dissipative Systems*, (2007), 0709.3645.
- [186] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka and S. A. Bass, *Hadron production in heavy ion collisions : Fragmentation and recombination from a dense parton phase*, Phys. Rev. **C68**, 044902 (2003), nucl-th/0306027.
- [187] G. Ferini, M. Colonna, M. Di Toro and V. Greco, *Scalings of Elliptic Flow for a Fluid at Finite Shear Viscosity*, (2008), 0805.4814.
- [188] D. Molnar, *The 'minimal' viscosity and elliptic flow at RHIC*, (2008), 0806.0026.
- [189] O. Fochler, Z. Xu and C. Greiner, *Towards a unified understanding of jet-quenching and elliptic flow within perturbative QCD parton transport*, (2008), 0806.1169.
- [190] M. Asakawa, S. A. Bass and B. Muller, *Anomalous viscosity of an expanding quark-gluon plasma*, Phys. Rev. Lett. **96**, 252301 (2006), hep-ph/0603092.
- [191] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), *Energy Loss and Flow of Heavy Quarks in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Phys. Rev. Lett. **98**, 172301 (2007), nucl-ex/0611018.
- [192] S. Afanasiev et al. (PHENIX Collaboration), *Elliptic flow for  $\phi$  mesons and (anti)deuterons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Phys. Rev. Lett. **99**, 052301 (2007), nucl-ex/0703024.
- [193] Y. L. Dokshitzer and D. E. Kharzeev, *Heavy quark colorimetry of QCD matter*, Phys. Lett. **B519**, 199–206 (2001), hep-ph/0106202.
- [194] T. C. Awes (PHENIX Collaboration), *Highlights from PHENIX - II*, (2008), 0805.1636.
- [195] N. Armesto, M. Cacciari, A. Dainese, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, *How sensitive are high-p(T) electron spectra at RHIC to heavy quark energy loss?*, Phys. Lett. **B637**, 362–366 (2006), hep-ph/0511257.

- [196] H. van Hees, V. Greco and R. Rapp, *Heavy-quark probes of the quark-gluon plasma at RHIC*, Phys. Rev. **C73**, 034913 (2006), nucl-th/0508055.
- [197] G. D. Moore and D. Teaney, *How much do heavy quarks thermalize in a heavy ion collision?*, Phys. Rev. **C71**, 064904 (2005), hep-ph/0412346.
- [198] L. Ravagli, H. van Hees and R. Rapp, *Resonance Recombination Model : A Dynamical Framework for Hadronization*, (2008), 0806.2055.
- [199] X.-N. Wang and F. Yuan, *Azimuthal asymmetry of  $J/\psi$  suppression in non-central heavy-ion collisions*, Phys. Lett. **B540**, 62–67 (2002), nucl-th/0202018.
- [200] V. Greco, C. M. Ko and R. Rapp, *Quark coalescence for charmed mesons in ultrarelativistic heavy-ion collisions*, Phys. Lett. **B595**, 202–208 (2004), nucl-th/0312100.
- [201] L. Ravagli and R. Rapp, *Quark coalescence based on a transport equation*, Phys. Lett. **B655**, 126–131 (2007), 0705.0021.
- [202] X. Zhao and R. Rapp, *Charmonium Production at High  $p_t$  at RHIC*, (2008), 0806.1239.
- [203] R. Arnaldi et al. (NA60 Collaboration),  *$J/\psi$  production in Indium-Indium collisions at 158 GeV/nucleon*, (2007), 0706.4361.
- [204] F. Prino et al. (NA50 Collaboration),  *$J/\psi$  suppression in Pb Pb collisions at CERN SPS*, (2001), hep-ex/0101052.
- [205] F. Prino, *Hard Probes 2008*, (2008).
- [206] H. Hahn et al., *The RHIC design overview*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 245 (2003).
- [207] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX detector overview*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 469 (2003).
- [208] S. H. Aronson et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX magnet system*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 480–488 (2003).
- [209] C. Adler et al., *The RHIC zero-degree calorimeters*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 433 (2003).
- [210] M. Allen et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX inner detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 549 (2003).
- [211] V. N. Tram, *Étude de la production du  $J/\psi$  dans les collisions or-or à 200 GeV par paire de nucléons dans l'expérience PHENIX*, PhD thesis, École Polytechnique, 2006.
- [212] PHENIX Analysis Note AN645, *How does the BBC centrality recalibrator works in Au+Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Run-7*, 2007.
- [213] A. M. Rakotozafindrabe, *Production du  $J/\psi$  dans les collisions Cu+Cu à 200 GeV par paire de nucléons avec l'expérience PHENIX, Year = 2007*, PhD thesis, École Polytechnique.
- [214] W. J. Knox, *Effect of Bose-Einstein statistics on multiplicity distributions and correlations in multiparticle production processes at high energies*, Phys. Rev. D **10**(1), 65–72 (Jul 1974).
- [215] G. J. Alner et al. (UA5 Collaboration), *An Investigation of Multiplicity Distributions in Different Pseudorapidity Intervals in anti-p p Reactions at a CMS Energy of 540-GeV*, Phys. Lett. **B160**, 193 (1985).
- [216] PHENIX Analysis Note AN210, *Centrality determination and  $p_T$  centrality dependency in d-Au collisions.*, 2003.
- [217] PHENIX, *Letter of Intent for PHENIX Reaction Plane Detector*, 2006.

- [218] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX central arm tracking detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 489 (2003).
- [219] L. Aphecetche et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 521 (2003).
- [220] M. Aizawa et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX central arm particle ID detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 508 (2003).
- [221] R. e. a. Albrecht, *Limits on the Production of Direct Photons in 200A GeV S32 + Au Collisions*, Phys. Rev. Lett. **76**(19), 3506–3509 (May 1996).
- [222] M. M. Aggarwal et al., *A preshower photon multiplicity detector for the WA98 experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A424**, 395–413 (1999), hep-ex/9807026.
- [223] A. Milov (PHENIX Collaboration), *Hadron blind detector for the PHENIX experiment at RHIC*, AIP Conf. Proc. **870**, 608–612 (2006), nucl-ex/0609014.
- [224] H. Akikawa et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX muon arms*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 537 (2003).
- [225] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX on-line systems*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 560–592 (2003).
- [226] J. S. Gordon and E. Mathieson, *Distribution of cathode charge in a multiwire proportional chamber*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **31**, 116–120 (1984).
- [227] R. Fruhwirth, *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*, Nucl. Instrum. Meth. **A262**, 444–450 (1987).
- [228] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178**, 852–867 (2008), 0710.3820.
- [229] M. Gyulassy and X.-N. Wang, *HIJING 1.0 : A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions*, Comput. Phys. Commun. **83**, 307 (1994), nucl-th/9502021.
- [230] C. C. L. GEANT 3.2.1, <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>.
- [231] V. Blobel and C. Kleinwort, *A new method for the high-precision alignment of track detectors*, (2002), hep-ex/0208021.
- [232] G. Bunce, N. Saito, J. Soffer and W. Vogelsang, *Prospects for spin physics at RHIC*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 525–575 (2000), hep-ph/0007218.
- [233] PHENIX Analysis Note AN107, *Study of the BBC trigger efficiency based on simulations for run-2 analysis*, 2002.
- [234] S. Gadrat, *Étude de la production du charme ouvert et de Drell-Yan dans les collisions  $p + p$  à 200 GeV avec le détecteur PHENIX à RHIC*, PhD thesis, Université Blaise Pascal, 2005.
- [235] PHENIX Analysis Note AN399, *PHENIX Run-4 Gold-Gold  $J/\psi$  via Dimuons Signal Extraction and Associated Systematic Errors (in support of preliminary results)*, 2005.
- [236] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, *Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions*, Phys. Rev. C **58**(3), 1671–1678 (Sep 1998).
- [237] C. Silvestre (PHENIX Collaboration), *First Measurement of the  $J/\psi$  Azimuthal Anisotropy in PHENIX at Forward Rapidity in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, (2008), 0808.2925.
- [238] PHENIX Analysis Note AN662, *Run7 single electron v2*, 2008.

- 
- [239] C. S. (for the PHENIX Collaboration), *PHENIX first measurement of the  $J/\psi$  ; elliptic flow parameter  $v_2$  in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics **35**(10), 104136 (5pp) (2008).
- [240] N. Borghini and J. Y. Ollitrault, *Azimuthally sensitive correlations in nucleus nucleus collisions*, Phys. Rev. **C70**, 064905 (2004), nucl-th/0407041.
- [241] S. X. Oda, *Quark Matter 2008*, (2008).
- [242] O. Linnyk, E. L. Bratkovskaya and W. Cassing, *Evidence for non-hadronic interactions of charm degrees of freedom in heavy-ion collisions at relativistic energies*, Nucl. Phys. **A807**, 79–104 (2008), 0801.4282.
- [243] A. D. Frawley, T. Ullrich and R. Vogt, *Heavy flavor in heavy-ion collisions at RHIC and RHIC II*, Phys. Rept. **462**, 125–175 (2008), 0806.1013.
- [244] Rapp, R, *Private communications*, 2008.
- [245] J. K. e. a. Yoh, *Study of Scaling in Hadronic Production of Dimuons.*, Phys. Rev. Lett. **41**(15), 1083 (Oct 1978).
- [246] S. S. A. et. al. (PHENIX Collaboration Collaboration),  *$J/\psi$  production in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*, Physical Review C (Nuclear Physics) **69**(1), 014901 (2004).

## Résumé

Un des objectifs principaux de l'expérience PHENIX est l'étude de la matière nucléaire soumise à des conditions extrêmes de température et de densité d'énergie. Dans les collisions ultra-relativistes Au+Au à 200 GeV par paires de nucléon, il serait possible de former un état de la matière pour lequel les quarks et les gluons ne seraient plus liés au sein des nucléons mais pourraient évoluer de façon quasi-libre sur des distances plus grandes que la taille caractéristique de ces derniers. Cet état est dénommé le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP).

L'étude de la production du  $J/\psi$ , particule lourde formée d'une paire de quarks charme ( $c\bar{c}$ ), est une des sondes initialement proposée pour étudier le QGP. Une suppression de la production du  $J/\psi$  était en effet attendue en présence d'un QGP, en raison de l'écrantage du potentiel de liaison entre les quarks charme le constituant par la présence du milieu dense coloré environnant. De nombreuses mesures du  $J/\psi$  ont eu lieu depuis au SPS (CERN) et à RHIC (BNL). Elles ont permis de mettre en évidence non seulement l'existence d'une telle suppression, mais également la présence de mécanismes supplémentaires, rendant plus difficile l'interprétation des résultats correspondants.

L'expérience PHENIX est la seule des quatre expériences de RHIC capable de mesurer le  $J/\psi$  à rapidité positive via sa désintégration en deux muons. En 2007 des collisions Au+Au à une énergie par paire de nucléons dans le centre de masse  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV ont été réalisées à BNL, ce qui a permis d'augmenter d'un facteur quatre la statistique disponible pour l'étude du  $J/\psi$  par rapport aux résultats publiés précédemment. Cette augmentation, ajoutée à la mise en oeuvre de nouveaux détecteurs dans PHENIX, a permis de préciser les mesures précédentes, et de mesurer des observables jusqu'alors inaccessibles telles que l'asymétrie azimutale de la production du  $J/\psi$ .

Ce manuscrit présente la compréhension actuelle de la production de quarkonia et l'utilisation de cette sonde dans l'étude du QGP. L'analyse conduisant à la première mesure de l'anisotropie azimutale du  $J/\psi$  à rapidité positive dans les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons est détaillée. Cette mesure devrait permettre de préciser le mécanisme de production du méson, en particulier en ce qui concerne la part de recombinaison des quarks  $c$  en  $J/\psi$ .

**Mots-clés :** QGP, charmonium, dimuons, flot elliptique, recombinaison, PHENIX, RHIC, collisions d'ions lourds relativistes.

## Abstract

One of high energy experiment main goal is the study of nuclear matter under extreme conditions. Ultra-relativistic Au+Au collisions at 200 GeV per binary nucleon-nucleon collision could generate high enough temperature and energy density to form a new state of matter, the quark gluon plasma (QGP), where quarks and gluons would be free from strong interactions.

The  $J/\psi$  is a heavy particle made of charm quarks ( $c\bar{c}$ ). The study of its production has been suggested a QGP probe.  $J/\psi$  suppression was initially expected if a QGP was formed because of screening between charm quarks within a dense colored medium. Lots of  $J/\psi$  measurements have been made at SPS (CERN) and RHIC (BNL). They have allowed to point out this suppression but also showed the presence of additional mechanisms, which lead to a more difficult interpretation of the results.

The PHENIX experiment is the only one of RHIC experiments to be able to measure the  $J/\psi$  at positive rapidity via its disintegration into two muons. In 2007, RHIC collided Au ions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV in the center of mass, which allowed to increase by a factor four the available statistics for  $J/\psi$  studied compared to previous published results. Such statistics, combined with the installation of new detectors in PHENIX, helped to increase previous measurements precision, and to measure new observables such as the azimuthal asymmetry of  $J/\psi$  production.

This manuscript presents today understanding of quarkonia production, and the use of this probe in QGP study. The analysis that leads to the first measurement of  $J/\psi$  azimuthal anisotropy at positive rapidity in Au+Au collisions at 200 GeV per nucleon-nucleon collisions is detailed. This measurement should help understand  $J/\psi$  production mechanism, especially concerning the level of  $c$  quark recombinaison into  $J/\psi$ .

**Keywords :** QGP, charmonium, dimuons, elliptic flow, recombinaison, PHENIX, RHIC, relativistic heavy ion collisions.