Étude des distributions en impulsion transverse des dimuons produits dans les collisions noyau-noyau auprès du SPS du CERN

Mémoire de synthèse présenté en vue d'obtenir

l'habilitation à diriger des recherches

par

Olivier DRAPIER

Institut de Physique Nucléaire de Lyon
CNRS-IN2P3 et Université Claude Bernard LYON I
43, B^d du 11 Novembre 1918
69622 Villeurbanne cedex

3 Juin 1998

Note importante

Ce rapport n'est que la partie de mon mémoire d'habilitation à diriger des recherches (correspondant au chapitre "Activités de recherches" de ce sommaire) qui contient des données non publiques de NA50/NA51. Les autres parties ont déjà été publiées par NA38/NA50, ou ne concernent pas directement les données de la collaboration, et ne sont donc pas incluses dans ce document.

Important note

This report is only the part of the thesis I presented for the "habilitation à diriger des recheches" (corresponding to the chapter "Activités de recherches" quoted in this summary) which contains private NA50/NA51 data. The other parts either were already published by NA38/NA50, or are not directly related to the data of the collaboration, and are therefore not included in this document.

Activités de recherche 1

Curriculum Vitae 88

Encadrement, enseignement 89

Publications dans des revues 90

Conférences, exposés, présentations orales 93

Annexes : 95

- "Le plasma de quarks et de gluons : signatures expérimentales". Cours à l'école internationale Joliot-Curie, Maubuisson, 1995.
- "A 4-dimensional deconvolution method to correct NA38 experimental data".
- "Transverse momentum of J/ψ, ψ' and mass continuum muon pairs produced in ^{32}S-U collisions at 200 GeV/c per nucleon".

Activités de recherches

Table des matières

1 Introduction **3**

2 Suppression de la production du J/ψ, et effets en impulsion transverse **9**
2.1 Suppression de la production du J/ψ dans le plasma par effet d'écran de couleur 9
2.2 Suppression du J/ψ par interaction avec les partons du milieu déconfiné . . 12
2.3 Effets pouvant modifier les distributions en P_T du J/ψ sans intervention d'un éventuel plasma 13

3 Suppressions "normale" et "anormale" du J/ψ **15**

4 Les méthodes de prise en compte des effets d'appareillage **18**

5 La méthode quadri-dimensionnelle **22**
5.1 Principe de la méthode de Richardson-Lucy 22
5.2 Application de la méthode proposée 23
5.3 Calcul des matrices d'étalement 24
5.4 Calcul des matrices d'acceptance 27
5.5 Déconvolution d'un lot d'événements simulés pour les collisions S-U (NA38) 29
5.6 Bruit de fond combinatoire, calcul du signal 35
5.7 Déconvolution d'un lot d'événements simulés comportant du bruit de fond 37
5.8 Tests de la méthode pour les autres types de collisions 43
5.9 Critère de convergence 44
5.10 Calcul des erreurs 45

6 Résultats **46**
6.1 Collisions S-U 46
6.2 Collisions Pb-Pb 52
6.3 Données p-p et p-d (NA51) 60
6.4 Données proton-noyau (NA50) 65

7 Interprétation des résultats **66**
7.1 Epaisseur moyenne L traversée par les gluons 66
7.2 Analyse des résultats expérimentaux obtenus pour le J/ψ 68
7.3 Résultats obtenus pour les dimuons issus du processus de Drell-Yan 79
7.4 Résultats obtenus pour les dimuons du ψ' 80

8 Conclusion et perspectives **82**

Références **84**

1 Introduction

Depuis 1986, un important effort expérimental est mené au CERN, afin de mettre en évidence l'existence d'un état particulier de la matière nucláire : le plasma de quarks et de gluons. L'existence d'un tel état est prédite par les calculs de la chromodynamique quantique (QCD) sur réseaux [1], pour des températures de l'ordre de 100 à 200 MeV, et une densité d'énergie supérieure d'un ordre de grandeur à la densité nucléaire, conditions susceptibles d'être créées dans les collisions noyau-noyau de haute énergie. Pour de telles conditions, la théorie des interactions fortes prédit en effet l'existence d'une transition de phase, qui conduirait vers un état où les nucléons libèreraient leurs constituants élémentaires, les quarks et les gluons. Ceux-ci auraient alors un libre parcours moyen très supérieur à la taille d'un nucléon. Cette transition de phase conduirait à un état proche de l'équilibre thermique et "chimique" (du point de vue des saveurs de quarks en présence), et s'accompagnerait d'une restauration de la symétrie chirale, spontanément brisée dans la matière hadronique ordinaire.

Si l'existence de cette transition de déconfinement des partons est une prédiction claire de la théorie, les conditions exactes (température, densité) nécessaires à cette transition de phase varient en revanche en fonction des hypothèses des calculs, et ne sont pas encore connues de façon certaine. Je n'exposerai pas ici les éléments théoriques concernant le plasma lui-même, étant donné l'importance et la complexité du sujet (une revue très complète se trouve par exemple dans le livre de C.Y. Wong [2]). La figure 1 représente une collision noyau-noyau, vue dans son centre de masse. Les deux noyaux, contractés par un facteur de Lorentz de l'ordre de 10 (puisque $\sqrt{s} = 19.4$ GeV pour une impulsion du faisceau de 200 GeV/c), se traversent. La variable utilisée pour définir les différentes zones de l'état final est la rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z}$$

Cette variable est additive dans les transformations de Lorentz. Si les noyaux sont transparents l'un à l'autre, la totalité du nombre baryonique inital est emporté dans les régions de rapidité dites "de fragmentation", correspondant à la cible et au projectile ($y = \pm 1.5$ dans le cas des interactions à 200 GeV/c), laissant une région centrale dépourvue de den-

sité baryonique nette. Dans cette hypothèse, le nombre de particules produites dans la région centrale ne dépend pas de la rapidité, et la densité d'énergie ε atteinte est donnée par la formule de Bjorken [3] :

$$\varepsilon = \left.\frac{dE_T}{dy}\right]_{y=0} \frac{1}{\tau_0 S_\perp}$$

où $\left.\frac{dE_T}{dy}\right]_{y=0}$ est l'énergie transverse totale des particules produites par unité de rapidité à $y = 0$, et $\tau_0 S_\perp$ est le volume d'interaction, $S_\perp$ étant la surface de recouvrement des deux noyaux, et τ_0 le temps nécessaire à la formation des partons (généralement pris égal à 1 fm/c). C'est dans cette région qu'est attendue la formation du plasma, si la densité d'énergie et la température le permettent.

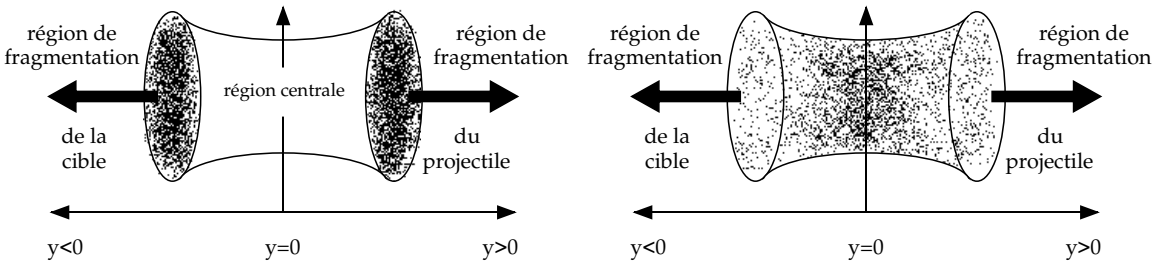

Figure 1: Représentation schématique d'une collision noyau-noyau dans son centre de masse. Après la collision, les deux noyaux laissent derrière eux une zone dite "de rapidité centrale", très excitée. Dans le cas idéal où les noyaux sont transparents l'un à l'autre, tout le nombre baryonique initial se trouve dans les régions de fragmentation de la cible et du projectile (figure de gauche). Aux énergies de l'AGS, et du SPS, une partie du nombre baryonique est déplacé vers la région centrale (figure de droite).

De ce fait, toute recherche expérimentale de l'existence de cette transition doit etre menée dans les conditions les plus favorables, c'est-à-dire avec les faisceaux d'ions les plus lourds aux énergies les plus élevées. Le diagramme de phase de la matière hadronique est représenté de façon simplifiée sur la figure 2. L'axe horizontal est le potentiel chimique baryonique, proportionnel à la densité baryonique du milieu, et l'axe vertical est la température. A densité nucléaire normale ρ_0, et à température nulle se trouvent les noyaux, dans une phase de type liquide. En augmentant la température et la densité, la matière hadronique se trouve sous la forme d'un gaz de hadrons, jusqu'à la transition vers le plasma de quarks et de gluons représentée par la ligne grisée. Sur ce diagramme sont également représentées l'évolution de l'univers primordial décrit par le modèle du

big-bang, qui consiste en un refroidissement à densité quasi-nulle, et les étoiles à neutrons, dont la densité pourrait être suffisante pour conduire à la formation du plasma. Les chemins parcourus lors des collisions noyau-noyau aux énergies correspondant aux accélérateurs existants ou à venir sont aussi dessinés sur cette figure. Ils illustrent le pouvoir d'arrêt important à basse énergie (qui conduit à une compression importante au détriment de la température) et la transparence nucléaire qui devrait permettre d'obtenir une région centrale moins dense et plus chaude pour les énergies les plus élevées. S'il est désormais généralement admis que les collisions étudiées à l'AGS de Brookhaven (faisceaux d'or de 11 GeV/c par nucléon) ne permettent pas d'atteindre la transition de phase, les conditions prévues au RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, en construction à Brookhaven) et au LHC devraient par contre être largement suffisantes. Comme celà est représenté shématiquement sur cette figure, les conditions atteintes au SPS sont probablement proches de celles nécessaires à la transition de phase, sans que l'on puisse affirmer pour l'instant que cette dernière soit franchie.

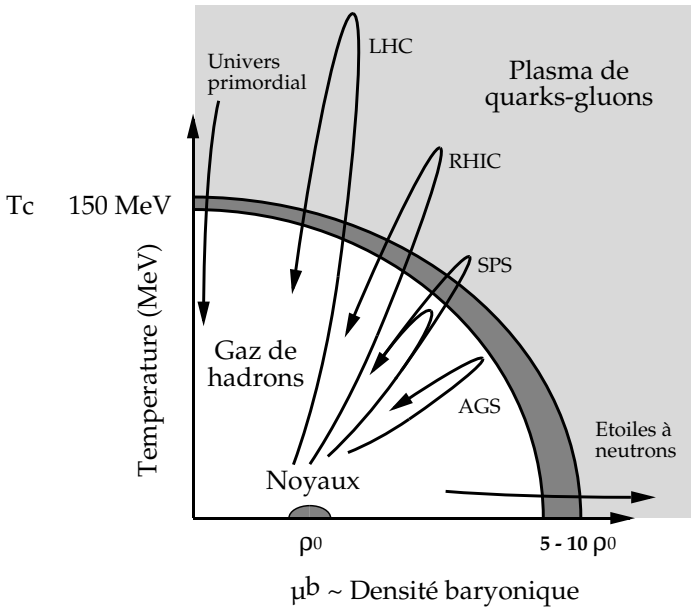

Figure 2: Représentation schématique du diagramme de phase de la matière nucléaire.

Si le plasma est formé lors d'une collision, l'expansion hydrodynamique du volume de matière dense et chaude conduit rapidement au reconfinement des partons et à la formation d'un gaz de hadrons. L'observation de la transition de phase ne peut donc se

faire que de façon indirecte, au travers de ses conséquences sur les propriétés des hadrons de l'état final. Sans entrer dans les détails, on peut résumer de la façon suivante les différentes signatures proposées en cas de formation du plasma de quarks et de gluons :

- le déconfinement doit empêcher la formation de certaines résonances de quarks lourds, comme le J/ψ (état $c\bar{c}$) ou les états excités de l'Υ (état $b - \bar{b}$),

- l'équilibre "chimique" attendu entre les trois saveurs légères (u, d et s) doit se traduire par une production accrue d'étrangeté dans les interactions étudiées,

- le milieu thermalisé doit rayonner des photons, ou des paires de leptons (électrons ou muons) thermiques,

- la restauration de la symétrie chirale pourrait conduire à un déplacement de la masse de certaines résonances (en particulier du ρ),

- la production de particules appelées "étrangelets", sortes de noyaux composés de quarks des trois saveurs légères a également été proposée comme une signature non ambigüe de la formation du plasma. Cependant, la possibilité d'existence d'un tel état est encore très controversée.

- Signalons enfin que les distributions de certaines particules, bien que n'étant pas à proprement parler des signatures du plasma, donnent des informations sur l'évolution de la région chaude lors de la collision. C'est le cas des distributions de pions et de kaons, qui au travers d'une analyse dite "interférométrique", permettent d'accéder au volume de la zone d'interaction au moment du découplage des particules.

Ces signatures proposées pour mettre en évidence l'éventuelle formation d'un plasma de quarks et de gluons sont nombreuses, et la plupart d'entre elles sont loin d'etre non ambigües. Dans ce contexte, le recherche de cette transition de phase s'avère une tâche difficile, et les modèles théoriques sont encore en évolution à l'heure actuelle, sur la base des résultats accumulés depuis le début de ce programme par les différentes expériences.

Parmi ces programmes de mesures, l'expérience NA38/NA50 s'intéresse depuis 1986 à la production de paires de muons, qui, outre la recherche de dimuons thermiques, donne accès à d'autres types de signatures, du fait de la voie de désintégration en muons des résonances ρ, ϕ et J/ψ. De plus, les muons présentent l'avantage de ne pas être affectés par le milieu hadronique issu de l'expansion d'un éventuel plasma. Du fait que la densité d'énergie atteinte dans les interactions dépend fortement de la taille des noyaux cible et projectile, et du paramètre d'impact de la collision, les conditions les plus favorables à la formation d'un plasma sont a priori les collisions les plus centrales et le système cible-projectile le plus lourd. Dans les expériences NA38/NA50, la mesure de la production de paires de muons est donc corrélée à la mesure (indirecte) du paramètre d'impact de chaque événement, et différents faisceaux ont été utilisés pour bombarder des cibles de masses atomiques différentes. La signature principalement étudiée par NA38 depuis 1986 est la suppression de la formation du J/ψ (état $c\bar{c}$), qui a eté proposée [4] pour mettre en évidence la transition vers un état déconfiné. Les faisceaux utilisés étaient tout d'abord des ions oxygène puis soufre à 200 GeV/c délivrés par l'accélérateur SPS du CERN. Dans une seconde phase, l'expérience, enrichie de certains détecteurs et rebaptisée NA50, a repris les campagnes de mesures avec les faisceaux de plomb à 158 GeV/c disponibles au CERN depuis 1994.

C'est dans ce cadre que se situe le travail que j'effectue depuis 1988 à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, tout d'abord lors de mon doctorat, puis en tant que chargé de recherches au CNRS depuis 1990. L'équipe dans laquelle je travaille (dix personnes environ) est en effet impliquée dans les expériences NA38/NA50 depuis leur origine, et a pris en charge le développement du détecteur de localisation de l'interaction de ces deux expériences. Il s'agit d'une cible segmentée en plusieurs ciblettes, de façon à minimiser les interactions des particules secondaires qui biaisent la mesure donnant accès à la centralité de l'événement. Ce dispositif est équipée d'un ensemble de détecteurs pemettant de connaître la ciblette où l'interaction s'est produite. Notre équipe participe également, comme tous les autres groupes de la collaboration, à la prise de donnée elle-même (environ deux mois par an au CERN), ainsi qu'à l'analyse des résultats.

Dans cette analyse, j'ai plus particulièrement étudié la production de la résonance J/ψ,

et la dépendance de cette production en fonction de l'impulsion transverse des paires de muons, qui peut-être comparée aux différents modèles théoriques faisant ou non intervenir la formation du plasma de quarks et de gluons. Une des difficultés de cette étude est la prise en compte correcte des effets dûs à l'appareillage (acceptance et résolution du détecteur).

Dans ce mémoire, j'exposerai brièvement les arguments théoriques qui conduisent à s'intéresser aux distributions en impulsion transverse des mésons J/ψ produits dans ces collisions noyau-noyau de haute énergie. Je résumerai les différentes méthodes de prise en compte des effets d'appareillage étudiées depuis mon doctorat, en insistant sur le traitement quadridimensionnel développé par A. Guichard et moi-même, et sur son application aux données les plus récentes des expériences NA38/NA50.

2 Suppression de la production du J/ψ, et effets en impulsion transverse

Le J/ψ est un état $c\bar{c}$, produit principalement par fusion de deux gluons [5]. L'intervention d'un troisième gluon est nécessaire pour donner à la paire les nombres quantiques du J/ψ, ainsi que pour neutraliser l'éventuelle couleur de l'état $c\bar{c}$. Ce troisième gluon a longtemps été considéré comme un gluon mou rayonné par la paire [6]. Depuis peu, un autre modèle a été proposé, dans lequel la paire $c\bar{c}$ est accompagnée par un gluon sur une partie importante de son trajet, avant de former le J/ψ [7]. Ce mécanisme est représenté sur la figure 3. Cet état dit "pré-résonant" traverse la matière nucléaire environnante et ne donne naissance à la résonance qu'après avoir traversé une partie du noyau cible, mais également une partie du noyau projectile, dans les cas des J/ψ que nous détectons dans la région centrale de rapidité [5]. La section efficace d'interaction de cet état avec les nucléons doit être de l'ordre de 6 à 7 mb [8] au lieu de 2.5 à 3 mb pour l'interaction J/ψ-nucléon. Il est important de remarquer que dans ce modèle, l'absorption dans la matière nucléaire, dominée par les interaction de cet état pre-résonant, doit être la même pour le J/ψ et le ψ'.

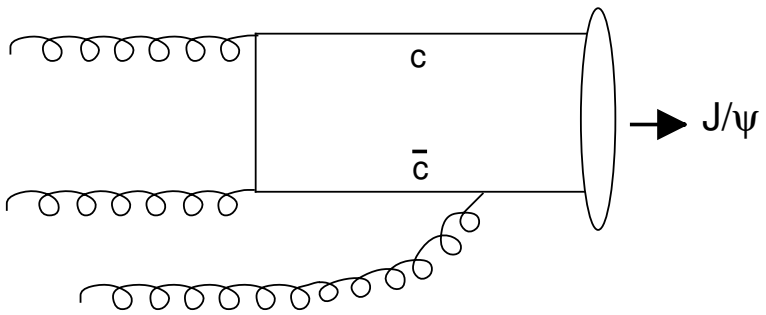

Figure 3: Mécanisme de formation du J/ψ par fusion de gluons, et transition du singlet de couleur ($c\bar{c}g$) vers le singlet de couleur ($c\bar{c}$).

2.1 Suppression de la production du J/ψ dans le plasma par effet d'écran de couleur

La modification de la production de la résonance J/ψ a été proposée en 1986 comme une signature non ambigüe de la formation d'un plasma de quarks et de gluons [4]. Le principe

en est le suivant :

l'interaction inter-quarks peut être décrite au moyen du potentiel de couleur :

$$V_{q\bar{q}}^{conf}(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}$$

où r est la distance inter-quarks, et σ, encore appelée "tension de corde", représente la partie confinante du potentiel. Si la transition de phase de déconfinement est atteinte, la tension de corde s'annule. De plus, la densité de charges de couleur présentes dans le milieu écrante la partie coulombienne de ce potentiel, qui devient alors :

$$V_{q\bar{q}}^{plasma}(r) = -\frac{\alpha}{r} e^{-r/r_D}$$

où r_D (rayon de Debye) est une fonction de la température du milieu. La variation de r_D en fonction de la température est représentée shématiquement sur la figure 4.

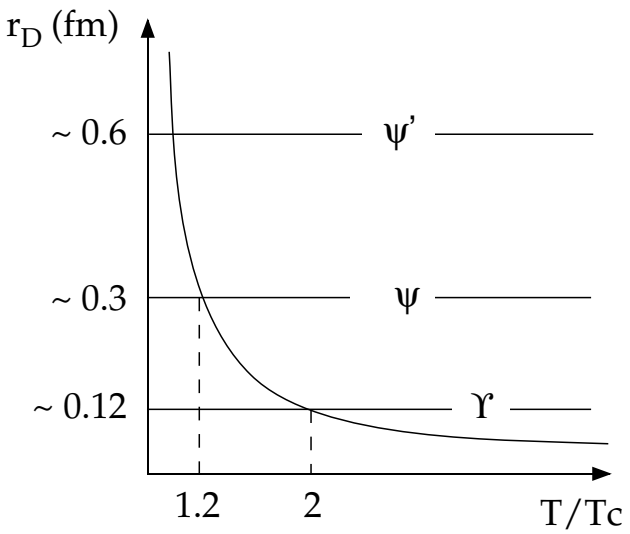

Figure 4: Variation du "rayon de Debye" r_D en fonction de la température, rapportée à la température critique T_c (d'après [9]).

Dans le cas du J/ψ, pour une température légèrement supérieure à la température T_c de la transition de phase (1.2 T_c), la valeur de r_D interdit l'existence de l'état lié. La formation du J/ψ n'est alors plus possible, et si une paire de quark-antiquark $c\bar{c}$ a été formée dans la collision et se trouve dans le milieu déconfiné, elle conduira à l'apparition de mésons à charme ouvert dans l'état final.

Dans ce modèle, un effet particulier est attendu en fonction de l'impulsion transverse (P_T) du J/ψ produit [10]. En effet, la formation de l'état résonant ne se produit qu'au bout d'un temps moyen τ_f estimé à environ 1 fm/c. La distance parcourue par la paire $c\bar{c}$ pendant ce temps peut lui permettre de s'échapper de la zone déconfinée avant de conduire à la formation de la résonance, comme l'illustre la figure 5.

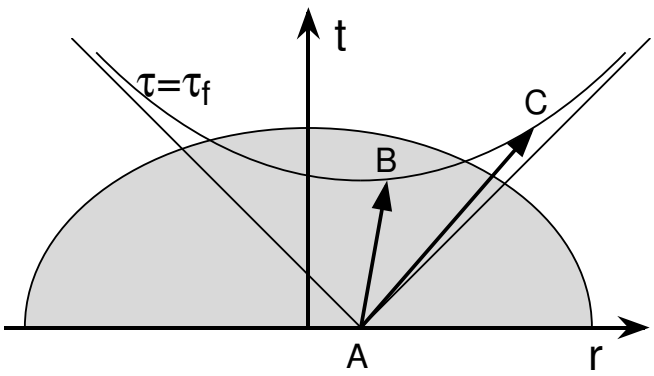

Figure 5: Représentation de la dépendance en P_T de la formation du J/ψ, dans le plan temps (t) espace (r). La paire $c\bar{c}$ créée au point A atteint le temps propre τ_f de formation du J/ψ (représenté par l'hyperbole d'équation $\sqrt{t^2 - r^2} = \tau_f$) à l'intérieur (B) ou à l'extérieur (C) de la zone déconfinée (zone grisée), selon son impulsion transverse.

Cet effet, une fois sommé sur toutes les positions possibles du point de création de la paire $c\bar{c}$, et sur toutes les valeurs du paramètre d'impact correspondant à chaque intervalle d'énergie transverse, conduit à une augmentation des valeurs moyenne et carrée moyenne de la distribution en P_T ($< P_T >$ et $< P_T^2 >$) du J/ψ en cas de formation de plasma.

L'étude de la dépendance en P_T de la production du J/ψ est donc susceptible d'apporter une information complémentaire qui peut être comparée aux prédictions des modèles faisant ou non intervenir la formation du plasma de quarks et de gluons. Notons toutefois que la notion de temps de formation du J/ψ est une notion purement classique, et que la prise en compte des effets quantiques rend moins nette la dépendance de la suppression du J/ψ vis-à-vis de P_T [11].

2.2 Suppression du J/ψ par interaction avec les partons du milieu déconfiné

Le mécanisme de suppression de la production du J/ψ par effet d'écran de couleur que nous venons de voir au paragraphe précédent est en quelque sorte un modèle statique, dans lequel le destin de la paire $c\bar{c}$ dépend de la nature du milieu dans lequel elle se trouve à un instant donné. Depuis l'année dernière, une interprétation plus dynamique (ou encore, plus microscopique) de cette suppression est apparue. Dans ce modèle, c'est l'interaction du J/ψ avec un gluon dur dans la phase déconfinée qui provoque sa disparition [12]. L'argument principal est le suivant : l'énergie de liaison élevée du J/ψ (environ 600 MeV) le rend résistant aux éventuelles interactions avec les gluons d'un gaz de hadrons, du fait de leur trop faible impulsion moyenne. En effet, pour un gaz de pions possédant une température $T = 150$ MeV (où l'impulsion moyenne des pions est donc $3T = 450$ MeV), l'impulsion moyenne des gluons n'est que d'environ 100 MeV. Par contre, si le milieu est déconfiné, les partons eux-mêmes possèdent une impulsion moyenne égale à $3T$, et peuvent alors facilement atteindre les 600 MeV nécessaire pour dissocier le J/ψ [5].

Dans ce modèle, la paire $c\bar{c}$ ne se propoage pas de façon insensible à l'état du milieu environnant jusqu'à ce qu'elle atteigne le rayon de formation de la résonance, mais au contraire, létat résonant ou pré-résonant peut être détruit lors de la traversée du plasma, quelle que soit son impulsion transverse. On peut donc s'attendre à ce que ce type de modèle ne prévoie pas de dépendance spécifique de la production du J/ψ en fonction de P_T.

Cependant, la formation du plasma est attendue préférentiellement là où la densité d'énergie est la plus élevée, c'est-à-dire au centre de la zone de recouvrement des deux noyaux. Les J/ψ supprimés seront donc ceux produits dans cette zone, qui correspond également aux plus grandes épaisseurs de matière traversée par les gluons avant leur fusion en paire $c\bar{c}$. La diffusion de ces gluons dans la voie d'entrée, que nous allons étudier au paragraphe 2.3, a pour conséquence que les J/ψ supprimés seront ceux de plus grande impulsion transverse. Celà doit donc se traduire par une diminution de $< P_T^2 >$ en cas de formation du plasma. Notons que cet effet aboutit à une conséquence inverse à l'effet étudié au paragraphe 2.1, ce qui peut paraître paradoxal s'il s'agit de deux façons équivalentes

d'envisager le même phénomène.

2.3 Effets pouvant modifier les distributions en P_T du J/ψ sans intervention d'un éventuel plasma

La formation du plasma de quarks et de gluons n'est pas la seule cause possible d'une modification des distributions en impulsion transverse des dimuons détectés. En effet, la diffusion des partons dans la voie d'entrée introduit une corrélation entre la valeur de $< P_T^2 >$ et le paramètre d'impact ou la taille des noyaux en collision, corrélation qui n'a rien à voir avec l'effet d'un éventuel plasma. Le principe de ce modèle est le suivant [13, 14] : dans le cas du J/ψ, avant de fusionner pour donner naissance à la paire $c\bar{c}$, les gluons de la cible et du projectile subissent un certain nombre de diffusions, respectivement sur les nucléons du projectile et de la cible, comme l'illustre la figure 6. Lors de chaque diffusion, l'impulsion du gluon est modifiée de sorte que la paire $c\bar{c}$ créée possèdera une impulsion transverse d'autant plus grande que le nombre de diffusions sera grand. Dans le plan transverse, le problème est analogue à celui de la marche aléatoire, et c'est donc l'impulsion carrée moyenne $< P_T^2 >$ qui croît linéairement avec le nombre de diffusions. Cet accroissement s'ajoute à la valeur $< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}}$ qu'aurait la paire $c\bar{c}$ en l'absence de toute diffusion, dont la distribution correspond à celle observée dans les interactions proton-proton. Si l'on désigne par σ_{gN} la section efficace de diffusion gluon-nucléon, le nombre total de diffusions est

$$L\rho_0\sigma_{gN}$$

où ρ_0 représente la densité moyenne de nucléons et L l'épaisseur de matière nucléaire traversée. Si l'accroissement moyen de $< P_T^2 >$ à chaque diffusion est $< P_T^2 >_{gN}$, l'impulsion finale $< P_T^2 >^{c\bar{c}}$ peut alors s'écrire :

$$< P_T^2 >^{c\bar{c}} = < P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}} + L\rho_0\sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN} \quad (1)$$

Notons ici que le même raisonnement peut être appliqué à un autre type de paires de muons : les paires issues du processus de Drell-Yan. Ce processus est une annihilation $q\bar{q}$ qui conduit à la création d'une paire de leptons par l'intermédiaire d'un photon virtuel

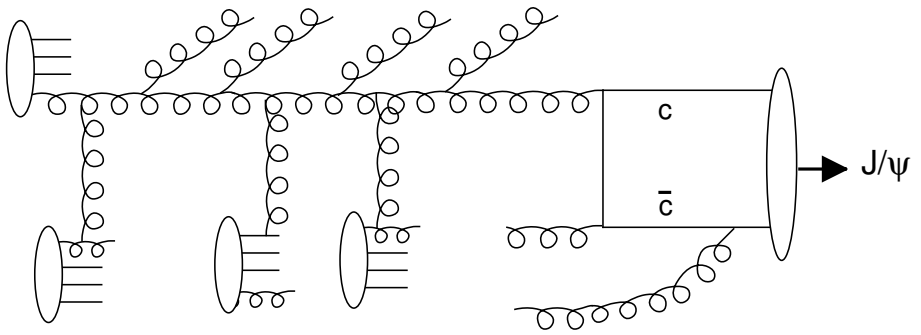

Figure 6: Illustration de la diffusion des partons dans la voie d'entrée. Les gluons du projectile et de la cible subissent des diffusions sur les nucléons de la cible et du projectile avant de fusionner pour donner naissance à la paire $c\bar{c}$. Il en résulte un accroissement de $< P_T^2 >$ proportionnel au nombre de diffusions.

(voir figure 7). Dans ce cas, il convient de considérer la diffusion des quarks (et non plus des gluons) sur les nucléons. L'équation précédente peut alors être réécrite :

$$< P_T^2 >^{DY} = < P_T^2 >_{N-N}^{DY} + L\rho_0\sigma_{qN} < P_T^2 >_{qN} \quad (2)$$

où la diffusion quark-nucléon (qN) remplace la diffusion gluon-nucléon (gN), et où la valeur de $< P_T^2 >$ initiale (sans diffusion) peut dépendre de l'isospin du système étudié. De plus, signalons que d'un point de vue théorique, à cause de la charge de couleur différente portée par les quarks et les gluons, on doit avoir $\sigma_{qN} = \frac{4}{9}\sigma_{gN}$[14].

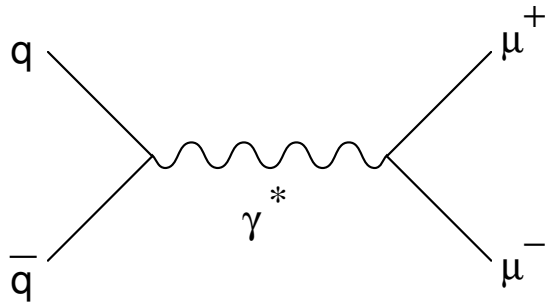

Figure 7: Processus de Drell-Yan.

3 Suppressions "normale" et "anormale" du J/ψ

Dans le but de mettre en évidence l'éventuelle formation du plasma de quarks et de gluons dans les collisions noyau-noyau de haute énergie, l'objectif principal de l'expérience NA38 était la mesure de la production du J/ψ dans les collisions oxygène-uranium et soufre-uranium à 200 GeV/c par nucléon sur cible fixe. L'appareillage utilisé est un spectromètre à muons [15] de grandes dimensions (15m), complété par divers détecteurs permettant le comptage du faisceau, la mesure d'une quantité reliée au paramètre d'impact (l'énergie transverse des particules neutres), et la localisation du vertex d'interaction.

Dès 1987, une diminution d'un facteur 2 de la production du J/ψ (relativement au continuum de masse) était observée dans les collisions O-U et S-U les plus centrales, par rapport aux collisions périphériques [16]. Cependant, cette "suppression" est désormais interprétée comme une absorption du J/ψ pré-résonant dans la matière nucléaire que celui-ci doit traverser avant d'être détecté, et dont l'épaisseur varie en fonction du paramètre d'impact et de la taille des noyaux en collision [17, 8].

Dans mon travail de doctorat, l'étude des distributions en impulsion transverse montrait que les données étaient compatibles avec les deux types d'interprétation (avec et sans plasma), et que la statistique des données de 1987 ne permettait pas une conclusion nette quant à la nature du phénomène responsable de la suppression du J/ψ observée [18, 19]. La collaboration NA38 a mené depuis trois campagnes de prises de données (en 1990, 1991 et 1992), qui ont permis d'augmenter la statistique d'un facteur 10. L'analyse en P_T des données de 1990 et 1991 (qui a fait l'objet de la thèse de doctorat de R. Mandry dans notre équipe), n'a pas permis de lever l'ambigüité [20].

En 1994, la collaboration NA50 [21] a repris la campagne de mesures de NA38, avec un appareillage amélioré (et en particulier complété par un nouveau détecteur de localisation de l'interaction développé à Lyon [22], un détecteur de multiplicité et un calorimètre à zéro degré [23] permettant la mesure de la taille du fragment du projectile qui n'a pas interagi), et surtout en utilisant les faisceaux de plomb de 158 GeV/c par nucléon délivrés par le SPS à cette date.

La prise de données de 1994 a fourni une statistique très faible, compte tenu de la

mauvaise qualité du faisceau et de la faible épaisseur de cible choisie alors par la collaboration. En revanche, les deux années suivantes ont abouti à un résultat spectaculaire : si les collisions plomb-plomb les plus périphériques s'inscrivent dans la continuité des données obtenues avec des systèmes plus légers, les collisions centrales montrent une suppression de la production du J/ψ que l'on ne peut plus attribuer à la simple absorption dans la matière nucléaire : un phénomène différent apparaît [24]. Ceci est visible sur la figure 8, qui montre la production du J/ψ rapportée à celle de paires de muons de Drell-Yan en fonction de l'épaisseur L de matière nucléaire traversée, pour différents systèmes projectile-cible et différents intervalles de paramètre d'impact.

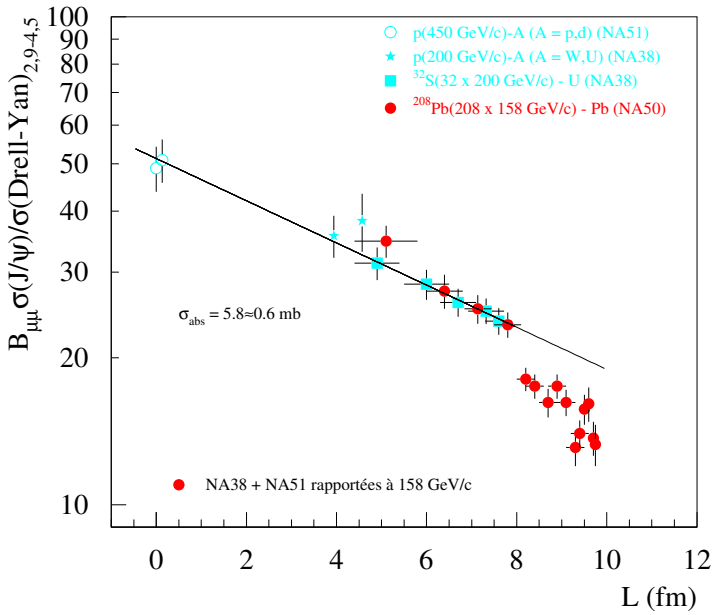

Figure 8: Production du J/ψ (relativement aux paires de Drell-Yan utilisées comme référence), en fonction de l'épaisseur L de matière nucléaire traversée.

Sans entrer dans les détails de cette analyse, plusieurs étapes sont nécessaires pour aboutir à cette comparaison globale des différentes mesures effectuées [24, 25]. La première consiste à prendre en compte les différences d'énergie du faisceau utilisé pour les différentes expériences. Ceci est fait au moyen d'une paramétrisation empirique, dite "de Schuler"

qui reproduit l'ensemble des mesures de sections efficaces de production du J/ψ dans une gamme très vaste d'énergie dans le centre de masse (de 7 à 60 GeV), y compris les mesures de NA38/NA51 en proton-noyau à 450 et 200 GeV/c. Pour la figure 8, qui comporte des points S-U et Pb-Pb correspondant à différents paramètres d'impact, la section efficace du J/ψ est rapportée à celle des dimuons issus du processus de Drell-Yan, proportionnelle au nombre de collisions nucléon-nucléon (et dont on a vérifié que la section efficace totale est bien conforme au comportement attendu, c'est à dire proportionnelle au produit AB). Les sections efficaces du processus de Drell-Yan doivent cependant être corrigées pour prendre en compte les énergies et les contenus en isospin des noyaux en collision, différents pour chaque mesure. Cette correction est faite en utilisant le générateur pythia et l'ensemble de fonctions de structure MRS43.

La figure 8 montre clairement qu'à partir de $L \approx 8$ fm, les points s'écartent de façon significative de l'exponentielle (correspondant à une section efficace d'absorption du J/ψ de 5.8 ± 0.6 mb) ajustée sur les points p-A et S-U. Pourtant, cette fois encore l'interprétation de l'effet observé semble délicate [12, 26, 27]. Certains auteurs [27] ont en effet montré que cette suppression dite "anormale" du J/ψ pourrait être le résultat d'une absorption de la paire $c\bar{c}$ par des hadrons créés lors de la collision, et se déplaçant de façon conjointe au J/ψ (particules "comobiles" ou *comovers*), alors que d'autres [12, 26] interprètent ce comportement en faisant intervenir la formation de plasma dans les collisions Pb-Pb au delà d'une densité d'énergie immédiatement supérieure aux collisions S-U les plus centrales. Signalons toutefois que seuls les calculs faisant intervenir la formation du plasma sont capable de reproduire l'effet de seuil qui semble visible sur les données préliminaires de la figure 8.

Dans ce contexte, toute information supplémentaire qui peut être comparée aux différents modèles doit être exploitée afin de préciser la nature de l'effet observé. C'est dans ce but que nous avons entrepris l'étude des distributions en impulsion transverse des paires de muons produites dans les interaction Pb-Pb.

4 Les méthodes de prise en compte des effets d'appareillage

Le détecteur principal est le spectromètre à muons [15]. Il est composé des parties suivantes (voir figure 9) :

- une cible, sur laquelle est dirigé le faisceau fourni par le SPS du CERN (arrivant par la gauche sur la figure),
- un absorbeur en carbone de 4.8 m d'épaisseur, dont la fonction est d'absorber les très nombreux hadrons (plusieurs centaines de pions et kaons pour une collision Pb-Pb centrale) produits dans les interactions, et de ne laisser passer que les muons (qui n'interagissent que de facon électromagnétique),
- un aimant toroïdal qui courbe les traces des muons en fonction de leur impulsion,
- de grandes chambres proportionnelles à fils qui permettent la mesure des traces avant et après déflexion par le champ magnétique,
- de grands détecteurs à scintillateurs (hodoscopes R1 à R4) servant au déclenchement de l'acquisition lors du passage simultané de deux muons.

L'intensité du faisceau utilisé (environ $5*10^7$ particules par "bouffées" (burst) de 5s toutes les 20s), ainsi que l'épaisseur de la cible (typiquement de l'ordre du centimètre au total pour NA50) conduisent à environ 10^7 interactions par burst, dont 2000 seulement sont accompagnées de la production d'une paire de muons. Afin d'éviter tout biais dû à une éventuelle asymétrie du détecteur, le champ magnétique est inversé périodiquement lors de la prise de données.

Comme tout instrument de mesure, le spectromètre à muons des expériences NA38 et NA50 possède des défauts, qu'il convient de prendre en compte pour extraire l'information physique à partir des résultats de la mesure. Ces principaux défauts sont l'acceptance et la résolution.

L'acceptance est la probabilité qu'a une paire de muons d'être détectée. Elle dépend évidemment des caractéristiques cinématiques de la paire, car l'acceptance est une consé-

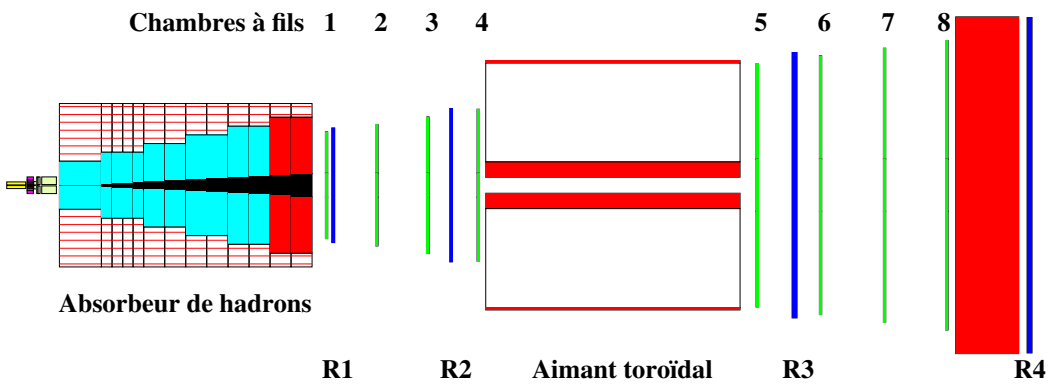

Figure 9: Schéma du spectromètre à muons.

quence du fait que le détecteur ne couvre qu'une partie de l'angle solide total, située en l'occurence vers l'avant, comme le montre la figure 9.

La résolution est une conséquence de deux phénomènes distincts qui se superposent. Le premier est l'effet de l'absorbeur, c'est-à-dire la perte d'énergie (que l'on ne peut corriger qu'en valeur moyenne) et la diffusion multiple sur les noyaux de carbone subie par les muons lors de leur traversée de cette importante quantité de matière. Le deuxième est le pas des chambres à fils (3mm) qui, associé au champ magnétique, conduit à une imprécision sur la mesure de l'impulsion des muons.

Ces effets ne peuvent naturellement pas être corrigés événement par événement, mais ils peuvent être étudiés par simulation complète du détecteur [28], et corrigés de façon moyenne, selon plusieurs techniques. Formellement, on peut décrire la déformation introduite par l'appareillage sur la distribution d'une variable physique $\Phi(x)$ de la façon suivante :

$$I(x') = \int S(x'|x)A(x)\Phi(x)dx \tag{3}$$

où $I(x')$ est l'image à travers le détecteur de la distribution d'une variable (ou d'un ensemble de variables) cinématique(s) associée(s) au dimuon, $A(x)$ et $S(x'|x)$ étant respectivement l'acceptance (probabilité d'être détecté pour un événement possédant les valeurs x), et la résolution (probabilité, pour un événement possédant les valeurs x, d'être détecté avec les valeurs x').

Le problème est d'inverser cette équation afin de remonter aux distributions physiques $\Phi(x)$ à partir des distributions mesurées $I(x')$. En pratique, nous étudions des paires de muons, ce qui signifie que les paramètres cinématiques sont au nombre de six (les deux quadri-impulsions des muons, soient huit paramètres, moins les deux contraintes de masse invariante des muons). L'un de ces six paramètres correspond à l'invariance globale par rotation, et est donc dénué de sens physique. De plus, le plan de réaction nucléon-nucléon n'étant pas mesuré, un autre angle est sans intérêt physique. Notre problème se réduit donc à 4 paramètres indépendants. Les quatre variables d'intérêt choisies dans notre cas sont :

- la masse invariante M de la paire,
- l'impulsion transverse P_T de la paire,
- la rapidité dans le centre de masse y_{cm},
- le cosinus de l'angle polaire, mesuré dans le référentiel de Collins-Soper [29] $\cos\theta_{cs}$.

De plus, nous traitons des distributions sous forme d'histogrammes, et l'équation 3 peut donc être mise sous forme discontinue, $I(x')$ et $\Phi(x)$ devenant ainsi des vecteurs, et $A(x)$ et $S(x'|x)$ des matrices de passage. Il est à remarquer que la méthode intuitive qui consisterait à inverser ces matrices n'est pas correcte, car elle conduit à une solution mathématiquement exacte de l'équation 3 qui n'a pas pour autant de sens physique (et dans laquelle de gigantesques contenus négatifs peuvent apparaître par exemple).

Lors de mon travail de doctorat [30], l'option choisie était de traiter le problème de façon uni-dimensionnelle, variable par variable. L'inconvénient principal de cette méthode est que la résolution et l'acceptance dans une variable donnée dépend parfois fortement des distributions dans les autres variables. Il faut donc postuler des distributions dans les 4 variables, les utiliser pour la simulation complète de l'appareillage, comparer le résultat obtenu aux données, et corriger la simulation en cas de désaccord. La correction elle-même est effectuée par un ajustement au travers des matrices de passage. Le processus est itératif, et les distributions obtenues lors de la dernière itération sont considérées comme proches des distributions physiques recherchées. Notons que cette méthode impose de

postuler des formes analytiques pour les différentes distributions, et que les variables sont supposées séparables à la source. Les éventuelles corrélations physiques aboutissent alors à des erreurs systématiques, qui avaient été estimées en calculant les écarts obtenus sur les résultats finaux en faisant varier les distributions utilisées dans les simulations.

Par la suite, une autre méthode (également uni-dimensionnelle) a été développée, basée sur le calcul de matrices de "résolution inverse", décrivant la probabilité, pour un événement détecté avec les valeurs x', d'avoir été créé avec les valeurs x (cette matrice n'est pas l'inverse de la précédente au sens mathématique du terme). Une telle matrice dans une variable donnée dépend, non seulement des distributions des autres variables, mais aussi de la distribution choisie dans la variable considérée, contrairement au cas précédent. Le développement et l'exploitation de cette méthode, qui néccessite également de postuler des formes analytiques pour les différentes distributions, a fait l'objet du doctorat de R. Mandry [20] portant sur les résultats obtenus par NA38 en 1990 et 1991.

La nécessité d'imposer des fonctions pour représenter les distribution physiques ne peut être contournée qu'en traitant le problème par une méthode quadri-dimensionnelle. C'est pourquoi nous avons développé une telle méthode qui, bien que plus lourde et plus difficile à mettre en œuvre, permet également de prendre en compte toutes les éventuelles corrélations physiques entre les variables, contrairement aux méthodes précédentes.

5 La méthode quadri-dimensionnelle

5.1 Principe de la méthode de Richardson-Lucy

Cette méthode a été proposée indépendamment par Richardson [31] et Lucy [32], et a beaucoup été utilisée en astronomie, et en particulier récemment pour corriger les images obtenues par le télescope spatial Hubble avant sa réparation [33]. Il s'agit en effet d'une technique de traitement d'image, que nous avons étendue à 4 dimensions [34], et dont le principe est le suivant :

elle est basée sur le théorème de Bayes, reliant les probabilités conditionnelles :

$$P(A|B) = P(A)\frac{P(B|A)}{P(B)}$$

où $P(A|B)$ et $P(B|A)$ sont respectivement les probabilités de A sachant B et de B sachant A, et $P(A)$ et $P(B)$ sont les probabilités inconditionnelles. Si nous écrivons l'équation 3 comme suit :

$$I(x') = \int S(x'|x)O(x)dx \qquad \text{avec} \qquad O(x) = A(x)\Phi(x)$$

on peut supposer qu'il existe une fonction $Q(x|x')$ telle que :

$$O(x) = \int Q(x|x')I(x')dx'$$

où $Q(x|x')$ est relié à $S(x'|x)$ par le théorème de Bayes :

$$Q(x|x') = O(x)\frac{S(x'|x)}{I(x')}$$

$Q(x|x')$ dépend naturellement de $O(x)$ qui est l'objet recherché. Ce problème peut être résolu de façon itérative :

$$Q^n(x|x') = O^n(x)\frac{S(x'|x)}{I^n(x')}$$

et

$$O^n(x) = \int Q^{n-1}(x|x')I^0(x')dx' = \int O^{n-1}(x)\frac{S(x'|x)}{I^{n-1}(x')}I^0(x')dx'$$

avec $I^0(x') = D(x')$ et

$$I^{n-1}(x') = \int S(x'|x)O^{n-1}(x)dx$$

ce qui donne, sous forme discrète :

$$O^n(j) = O^{n-1}(j) \sum_{i=1}^{k} S(i|j) \frac{D(i)}{I^{n-1}(i)} \tag{4}$$

Entre autres avantages, cette méthode ne peut pas conduire un canal à posséder un contenu négatif. De plus, elle conserve la norme totale à chaque itération :

$$\sum_{j=1}^{k} O^n(j) = \sum_{i=1}^{k} D(i) \qquad \forall n$$

et on peut montrer qu'elle converge vers la solution du maximum de vraissemblance dans le cas où la statistique des données est poissonnienne. Le point de départ $O^0(j)$ choisi pour le processus itératif est arbitraire. Cependant, la convergence sera obtenue d'autant plus rapidement que $O^0(j)$ sera proche du point d'arrivée. La solution la plus naturelle consiste donc a prendre $O^0(j)$ égal aux données elles-même.

5.2 Application de la méthode proposée

Nous traitons les données expérimentales sous forme d'histogrammes, dans des intervalles et avec des pas adaptés à la dynamique des valeurs mesurées et à la résolution dans chacune des variables. Ces caractéristiques sont reportées dans le tableau 1.

Variable	Minimum	Maximum	Pas	Nb. de canaux
$M(\mathrm{GeV/c^2})$	1	8	0.1	70
$P_T(\mathrm{GeV/c})$	0	5	0.1	50
y_{cm}	-0.3	1.2	0.05	30
$\cos\theta_{cs}$	-0.8	0.8	0.05	32

Tableau 1: Pas et Intervalles utilisés pour les quatre variables cinématiques.

La principale difficulté de mise en œuvre de cette méthode est le calcul des matrices d'acceptance et de résolution. Il est en effet impossible de séparer les différentes variables qui sont à ce niveau très corrélées par l'appareillage, la résolution dans chaque variable dépendant beaucoup de la valeur des trois autres. Les matrices $S(i|j)$ représentant l'étalement dû à la résolution doivent donc être calculées à 8 dimensions (4 dimensions dans l'espace de départ et 4 dans l'espace d'arrivée). Ceci conduit à environ 10^{13} cellules. Le calcul par le programme de simulation (avec une précision suffisante) et le stockage de

telles matrices nécessitant des temps de processeur et des capacités de mémoire de masse très supérieures à tout ce qu'il est possible d'envisager, même sur de gros systèmes comme le centre de calcul de l'IN2P3 à Villeurbanne, une autre méthode doit être envisagée. La paramétisation de ces matrices par des fonctions analytiques s'est avérée impossible, du fait de la difficulté à séparer les variables. Pour résoudre ce problème, une méthode basée sur les muons individuels a été développée. Comme nous allons le voir, son principe consiste à calculer chaque terme $S(i|j)$ au moment où le programme en a besoin pour calculer la formule 4, en l'estimant à partir des résolutions en angle et impulsion de chacun des muons, préalablement calculées et tabulées par le programme de simulaton complète du détecteur. Quant à la matrice d'acceptance, elle est calculée sur un nombre restreint de points de l'espace à 4 dimensions, les points manquants étant interpolés au moment du calcul final de $\Phi(j)$ à partir de $O^n(j)$.

5.3 Calcul des matrices d'étalement

Il s'agit ici de calculer la fonction de résolution $S(i|j)$ en chaque point du détecteur, par un moyen beaucoup plus rapide que le programme de simulation complète [28]. Considérons un dimuon ayant les variables cinématiques (M, P_T, y_{cm}, $\cos\theta_{cs}$). La méthode d'évaluation de l'étalement consiste à en déduire les impulsions réelles (p_x, p_y, p_z) de chacun des muons dans le référentiel du laboratoire (ou d'autres combinaisons de ces variables), de calculer des impulsions (p_x', p_y', p_z') mesurées grâce aux tables de résolution des muons individuels calculées au préalable, et de calculer enfin les 4 variables (M', P_T', y_{cm}', $\cos\theta_{cs}$') mesurées de la paire. Le détail de cette procédure est le suivant :

Les quatres paramètres (M, P_T, y_{cm}, $\cos\theta_{cs}$) ne suffisent évidemment pas pour définir de façon univoque les variables (p_x, p_y, p_z) de chacun des muons dans le référentiel du laboratoire. Il manque en effet deux angles azimutaux, l'un entre le dimuon et le référentiel de Collins-Soper, et l'autre correspondant à une rotation globale autour de l'axe du faisceau. Ces deux angles sont choisis aléatoirement, de façon uniforme. De plus, le passage des variables propres du dimuon (définies dans le référentiel de Collins-Soper, lui-même basé sur le référentiel nucléon-nucléon [29]) aux caractéristiques des muons dans le laboratoire est affecté par le mouvement de Fermi des nucléons, auquel il est impossible

d'avoir accès expérimentalement. Le mouvement de Fermi des nucléons projectile et cible est donc choisi aléatoirement suivant les distributions données dans la référence [35]. Pour reproduire la répartition du point d'interaction dans les différentes ciblettes, la position du point d'interaction est choisie de façon uniforme entre les limites correspondant à l'extension spatiale de la cible segmentée. A ce stade, tous les éléments nécessaires au calcul des (p_x, p_y, p_z) de chacun des muons sont réunis. Cependant, ces impulsions ne sont pas les variables pertinentes pour le calcul de l'étalement des muons individuels, comme on pouvait s'y attendre. Il convient en effet de trouver les variables que la résolution modifie indépendamment. Comme le suggère la géométrie du détecteur, il s'agit de variables faisant intervenir l'impulsion totale et les angles polaire et azimutal, plutôt que les composantes de l'impulsion en coordonnées cartésiennes. Les études sur des événements simulés montrent que les variables suivantes sont peu corrélées :

$$P_T \Delta\varphi \qquad \text{avec} \qquad \Delta\varphi = \varphi' - \varphi \tag{5}$$

$$P\Delta\theta = f(P) \qquad \text{avec} \qquad \Delta\theta = \theta' - \theta \tag{6}$$

$$\frac{\Delta P}{P} * \left(\frac{1}{P_T + \frac{0.3}{P_T}} \right) = f(P, \theta) \qquad \text{avec} \qquad \Delta P = P' - P \tag{7}$$

où P, P_T, θ et φ sont respectivement l'impulsion totale, l'impulsion transverse et les angles polaire et azimutal générés des muons, et P', θ', φ' les valeurs correspondantes après reconstruction. Comme le montre l'équation 6, une légère corrélation subsiste entre $P\Delta\theta$ et P. De plus, une corrélation résiduelle double impose de calculer la distribution 7 en fonction de P, et pour 10 intervalles de θ. Le passage de (p_x, p_y, p_z) à (p_x', p_y', p_z') consiste alors à choisir 3 nombres aléatoires selon les distributions (5) à (7), représentées figure 10.

L'étape suivante est le contrôle de la condition de déclenchement de l'appareillage. Il faut alors relier (p_x', p_y', p_z'), qui représentent le résultat de la mesure, aux points de passages effectifs dans les détecteurs. Dans le programme de reconstruction, les impulsions (p_x', p_y', p_z') sont estimées à partir de l'extrapolation dans le plan de "Badier" [36] de la trace réelle détectée par les chambres du télescope avant (voir figure 11). Celà nécessite la connaissance de deux angles reliant les deux traces, l'un azimutal (φ_{Badier}), que l'on peut

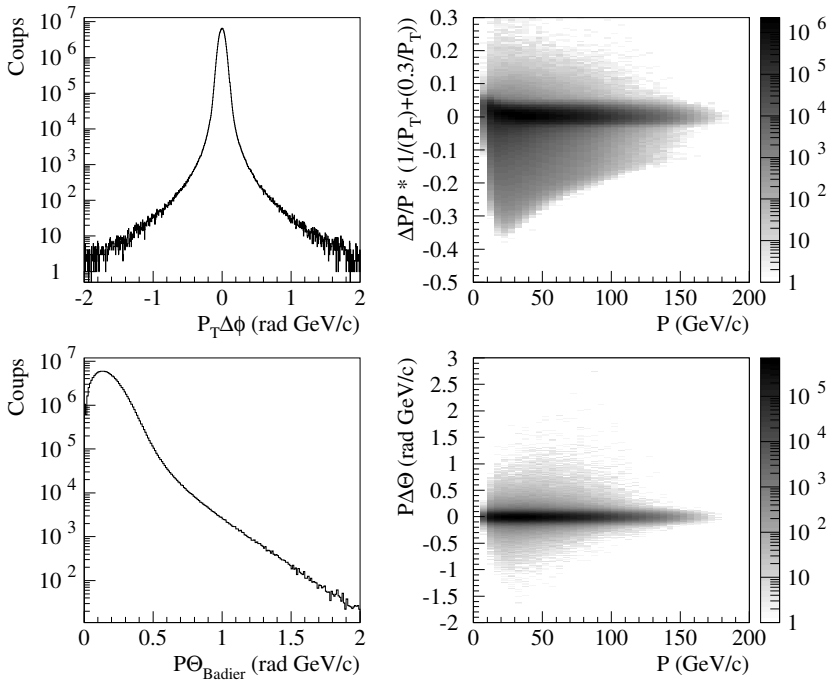

Figure 10: Fonctions d'étalement des muons individuels.

choisir de façon isotrope, et l'autre (θ_{Badier}) polaire, que l'on choisit selon la distribution $P\theta_{Badier}$ tirée des événements simulés, et également représentée figure 10.

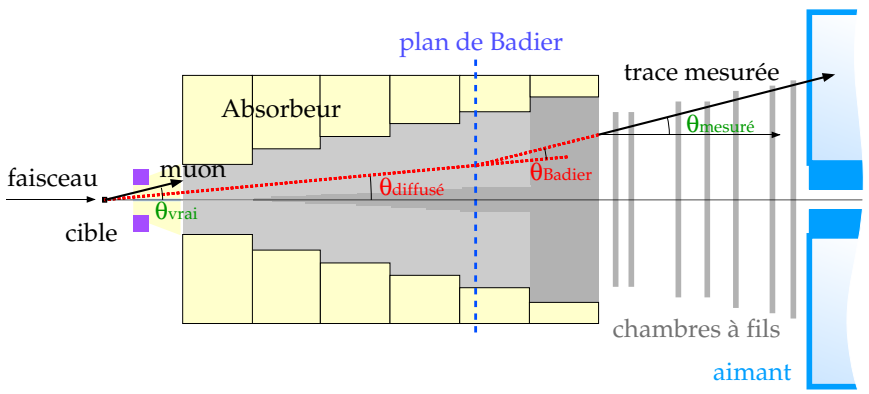

Figure 11: Extrapolation de la trace mesurée dans le plan de Badier.

Les coordonnées de la trace sont alors calculées sur chacun des détecteurs situés avant l'aimant, et toute trajectoire ne remplissant pas les conditions de passage dans le volume

actif des chambres à fils est rejetée. La condition de coïncidence entre les compteurs de R1 et R2 ($R1_i$*$R2_i$ ou $R1_i$*$R2_{i-1}$), nécessaire au déclenchement, est également vérifiée. La déviation $\Delta\alpha$ dans le champ magnétique est alors calculée selon la formule approchée $\Delta\alpha = \frac{k}{P_T}$ [15], et la trace dans le télescope arrière est de nouveau comparée au volume actif des détecteurs, et à la condition de déclenchement, représentée par une matrice de coïncidence qui à tout couple (R1,R2) attribue certains compteurs autorisés dans R3 et R4. De façon à reproduire la coupure "image" utilisée lors de la reconstruction [1], le même calcul est refait en inversant la déviation dans l'aimant.

Le même traitement est appliqué pour chacun des muons, et si l'événement n'a pas été rejeté par les différentes coupures, les variables reconstruites (M', P_T', y_{cm}', $\cos\theta_{cs}$') de la paire sont calculées. La procédure entière (depuis le tirage du mouvement de Fermi) est répétée un grand nombre de fois (de 1000 à 10000, voir plus loin), afin d'obtenir la distribution des événements reconstruits correspondant au point de départ (M, P_T, y_{cm}, $\cos\theta_{cs}$). Toutes les coupures géométriques décrites précédemment ont été introduites car elles modifient fortement ces distributions dans certaines zones cinématiques, pour lesquelles les muons sont proches des bords des détecteurs.

Cette méthode est environ 50 fois plus rapide que le programme réalisant la simulation complète du détecteur. A titre d'illustration, une comparaison entre les résultats de ces deux programmes est présentée figure 12, pour un point de départ donné. Le bon accord visible sur ces courbes a été vérifié pour environ 50 points de départ, dans des zones très différentes (centrales et extrêmes) de l'espace des variables.

5.4 Calcul des matrices d'acceptance

Comme nous l'avons vu aux paragraphes 5.2 et 5.1, la correction d'acceptance intervient à la fin de l'algorithme, en divisant l'objet final corrigé des effets d'étalement $O^n(j)$ par $A(j)$. Afin d'éviter d'éventuels effets de bords de la correction d'étalement (qui est calculée dans les limites données dans le tableau 1 page 23), la distribution physique n'est calculée

[1] La coupure "image" consiste à rejeter tout événement pour lequel l'un des muons serait hors de l'acceptance s'il possédait une charge opposée à sa charge réelle. Cette coupure revient à vérifier que les événements auraient aussi été acceptés si le signe du champ magnétique avait été inverse. Elle a été introduite dans le but d'égaliser les acceptances des différents types de dimuons pour les deux signes du champ magnétique.

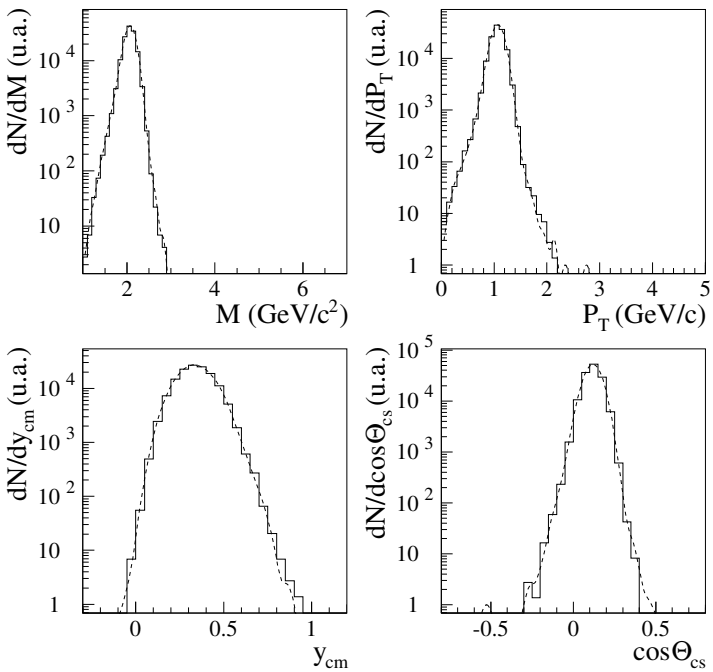

Figure 12: Comparaison entre la résolution calculée à partir des muons individuels (lignes continues), et simulée par le programme décrivant complètement l'appareillage (tirets), pour chacune des variables, et pour un point de départ donné ($M = 2.05$ GeV/c^2, $P_T = 1.05$ GeV/c, $y_{cm} = 0.325$, $\cos\theta_{cs} = 0.125$).

que dans un intervalle plus restreint, correspondant à $M > 1.4$ GeV/c^2, $0 < y_{cm} < 1$ et $|\cos\theta_{cs}| < 0.5$. Les coupures en y_{cm} et $\cos\theta_{cs}$ ne suppriment que quelques pourcents de la statistique. La coupure $M > 1.4$ GeV/c^2 supprime la zone du spectre de masse où la contribution des résonances ρ, ω et ϕ est dominante[2]. Ce sous-espace contient encore environ un million de cellules, et le calcul précis de l'acceptance en chaque point demanderait des temps de processeur trop importants. Pour contourner cette difficulté, l'acceptance n'est calculée, avec le programme de simulation, que sur un ensemble restreint de points du sous-espace (M, P_T), et l'acceptance des autres points est calculée par interpolation à deux dimensions, grâce à la routine divdif [40] de la "librairie" cernlib. En ce qui concerne y_{cm}, tous les points sont calculés, car les variations importantes de l'acceptance dans cette variable rendraient l'interpolation imprécise. Seuls les points correspondant aux valeurs

[2]Les informations physiques provenant de cette zone sont étudiées par d'autres méthodes dans d'autres laboratoires de la collaboration [37, 38, 39]

positives de $\cos\theta_{cs}$ sont considérés, car l'acceptance est symétrique dans cette variable. L'ensemble des points pour lesquels l'acceptance est calculée directement est présenté dans le tableau 2.

M	1.45	1.55	1.75	2.05	2.55	3.05	3.55	4.05			
(GeV/c^2)	4.55	5.05	5.55	6.05	6.55	7.05	7.55	7.95			
P_T	0.05	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95	1.05
(GeV/c)	1.25	1.45	1.65	1.85	2.05	2.25	2.75	3.25	3.75	4.35	4.95
y_{cm}	0.025	0.075	0.125	0.175	0.225	0.275	0.325	0.375	0.425	0.475	
	0.525	0.575	0.625	0.675	0.725	0.775	0.825	0.875	0.925	0.975	
$\cos\theta_{cs}$	0.025	0.075	0.125	0.175	0.225	0.275	0.325	0.375	0.425	0.475	

Tableau 2: Liste des points pour lesquels l'acceptance est calculée directement à l'aide du programme de simulation.

En fait, les zones extrêmes des variables y_{cm} et $\cos\theta_{cs}$ comportent de nombreux points de très faible acceptance (inférieure à 1%, alors que l'acceptance maximale dans certaines zones est de l'ordre de 65%). Pour ces points, correspondant aux bords du détecteur, le calcul d'acceptance, à cause de sa précision intrinsèque (modélisation des différents processus physiques) et du faible nombre d'événements acceptés, peut conduire à des erreurs relatives importantes. Pour éviter de multiplier de très faibles nombres d'événements par des facteurs correctifs importants et mal connus, nous sommes contraints de restreindre légèrement l'intervalle d'analyse en y_{cm} et $\cos\theta_{cs}$. Ces coupures éliminent environ 30% des événements. Le domaine final considéré est donc :

$$\begin{array}{rcll} 1.4 \leq & M & < 8 & \text{GeV}/c^2 \\ 0 \leq & P_T & < 5 & \text{GeV}/c \\ 0.2 \leq & y_{cm} & < 0.8 & \\ -0.3 \leq & \cos\theta_{cs} & < 0.3 & \end{array}$$

5.5 Déconvolution d'un lot d'événements simulés pour les collisions S-U (NA38)

En guise de premier test, nous avons soumis à la procédure de correction un lot d'événements issus du programme de simulation de l'appareillage et de reconstruction des données, dans le cas de collisions S-U. Ces événements simulés sont composés de trois contributions, de façon à constituer une représentation réaliste des données [18, 20, 30] :

- un continuum de masse représentant la distribution des événements issus du processus de Drell-Yan (DY),
- des événements issus de la désintégration des résonances J/ψ et ψ'

Les distributions dans chacune des variables sont choisies comme l'indique le tableau 3.

	M	P_T	y_{cm}	$\cos\theta_{cs}$
DY	$\frac{1}{M^3}\exp -\frac{M}{1.0}$	$P_T \exp -\left(\frac{P_T}{0.71}\right)^{1.4}$	$\exp -\frac{y_{cm}^2}{2*0.76^2}$	$1+\cos^2\theta_{cs}$
J/ψ	3.097 GeV/c^2	$P_T \exp -\left(\frac{P_T}{1.14}\right)^{1.7}$	$\exp -\frac{y_{cm}^2}{2*0.57^2}$	uniforme
ψ'	3.685 GeV/c^2	$P_T \exp -\left(\frac{P_T}{1.215}\right)^{1.7}$	$\exp -\frac{y_{cm}^2}{2*0.57^2}$	uniforme

Tableau 3: Distributions utilisées pour simuler les événements de test.

Afin de gagner du temps de calcul, le nombre de dimuons choisi pour l'évaluation de l'élément de la matrice d'étalement (voir paragraphe 5.3) dépend de la zone de masse. Le choix retenu est 1000, 5000 et 10000 dimuons pour les zones $M < 2.8$ GeV/c^2, $2.8 \leq M < 3.4$ GeV/c^2 et $M \geq 3.4$ GeV/c^2 respectivement. Ces nombres permettent d'augmenter la précision du calcul dans la région des résonances sans accroître le temps nécessaire de façon importante. L'équation 4 est itérée jusqu'à l'ordre 50, de façon à obtenir la convergence (voir l'étude du critère de convergence au paragraphe 5.9). Pour la zone de masse inférieure à 2.8 GeV/c^2, le nombre d'itérations est limité à 10, afin d'éviter l'apparition et l'amplification de fluctuations. Ces fluctuations sont un défaut intrinsèque de la méthode et une procédure d'amortissement a été proposée pour les éviter [33]. Sans la détailler, cette procédure consiste à accélérer ou freiner la convergence de l'équation 4 par un facteur multiplicatif qui modifie l'effet de la correction effectuée d'un ordre à l'autre. Elle s'est malheureusement avérée inapplicable dans notre cas, du fait que notre fonction d'étalement n'est pas connue de façon analytique, mais est estimée par un nombre fini de points d'arrivée pour chaque point de départ. Cet étalement possède donc des "trous", qui conduisent à une perte de la norme globale dans le cas d'un amortissement.

Les distributions obtenues dans chacune des variables à la fin du processus itératif sont représentées sur les figures 13-a à 16-a. Leur rapport aux distributions générées se trouve sur les figures 13-b à 16-b. La même comparaison, mais dans l'espace des reconstruits, se

trouve sur les figures 13-c à 16-c et 13-d à 16-d. L'accord est satisfaisant dans les quatre variables. Notons toutefois les faits suivants :

- la procédure ne permet pas de retrouver la largeur originelle des résonances, qui ont été simulées avec une largeur nulle, en l'occurence, puisque leur largeur naturelle (70 keV) est tout à fait négligeable devant la résolution du spectromètre (environ 140 MeV). Celà était prévisible, aucune procédure ne pouvant rendre absolument parfait un appareil de mesure, qui pourrait être choisi arbitrairement mauvais !

- Nous avons vérifié que la résolution finale ne varie pas lorsque l'on divise par 2 le pas choisi pour les histogrammes. Ce test a été effectué au détriment du nombre de pas dans les autres variables, afin de conserver constant le nombre total de cellules pour des raisons de limitations en taille mémoire et en temps de calcul.

- La procédure sous-estime le continuum autour des résonances. Cet artéfact est intrinsèque à la méthode, et est connu sous le nom "d'anneaux de Gibbs" [33]. Il est relié à la résolution résiduelle des résonances, et nous avons vérifié qu'il n'affecte pas leur norme si le nombre d'itérations est suffisant.

Afin de retrouver les différentes caractéristiques des distributions introduites dans la simulation, un ajustement de la distribution en masse est réalisé en utilisant la même forme analytique pour la composante DY (voir tableau 3), et des fonctions gaussiennes pour les résonances. Cet ajustement est représenté sur la figure 17. Certains points sont ignorés de part et d'autre du J/ψ afin de s'affranchir des effets des "anneaux de Gibbs" mentionnés plus haut. Les paramètres extraits de cet ajustement sont regroupés dans le tableau 4.

On peut voir, d'après les figures 13 à 17 et le tableau 4, que les distributions retrouvées à la fin du processus sont en bon accord avec celles utilisées au départ pour simuler les événements de test. Notons toutefois que la déconvolution semble écarter légèrement les résonances l'une de l'autre, et qu'il convient donc de laisser leur position comme paramètre libre dans les ajustements. Afin de comparer également les résultats obtenus pour l'impulsion transverse, les distributions en P_T des différentes composantes sont extraites. Les zones de masse considérées sont :

	Simulés	Déconvolués
Norme du DY	113169	115449±4288
Norme du J/ψ	26418	26577±372
Norme du ψ'	195	169±66
Largeur du J/ψ (MeV/c^2)	0	71±2
Position du J/ψ (GeV/c^2)	3.097	3.087±0.002
Position du ψ' (GeV/c^2)	3.685	3.75±0.05
"Pente" du DY (GeV/c^2)	1.00	1.02±0.03

Tableau 4: Comparaison entre les paramtètres des distributions en masse simulée et déconvoluée.

- le continuum de masse $2.1 \leq M \leq 2.7$ GeV/c^2,
- le J/ψ : $2.8 \leq M \leq 3.4$ GeV/c^2,
- le ψ' : $3.5 \leq M \leq 3.9$ GeV/c^2,
- le continuum de masse $M \geq 4.2$ GeV/c^2.

La contribution du continuum sous les résonances est soustraite en prenant la forme de la distribution en P_T de la zone de masse la plus proche ([2.1-2.7] pour le J/ψ et [4.2-8] pour le ψ') normalisée selon le résultat de l'ajustement représenté figure 17. Pour une comparaison fine, les deux premiers moments $< P_T >$ et $< P_T^2 >$ de ces distributions sont calculés, et regroupés dans le tableau 5. L'accord est tout à fait satisfaisant, compte tenu des erreurs (statistiques uniquement) reportées dans le tableau. Nous avons vérifié qu'une corrélation entre $< P_T^2 >$ et la masse est correctement reproduite, et que la méthode ne produit pas de corrélation qui n'aurait pas été introduite dans la simulation.

	Simulés		Déconvolués	
P_T	$< P_T >$	$< P_T^2 >$	$< P_T >$	$< P_T^2 >$
$2.1 \leq M \leq 2.7$ GeV/c^2	0.86	1.00	0.86 ± 0.02	1.00 ± 0.03
J/ψ	1.14	1.69	1.12 ± 0.02	1.64 ± 0.04
ψ'	1.21	1.92	1.15 ± 0.36	2.00 ± 0.65
$M > 4.2$ GeV/c^2	0.86	1.00	0.91 ± 0.10	1.14 ± 0.16

Tableau 5: Comparaison entre les deux premiers moments $< P_T >$ (GeV/c) et $< P_T^2 >$ (GeV/c)^2 des distributions simulée et déconvoluée, pour les quatre zones de masse considérées.

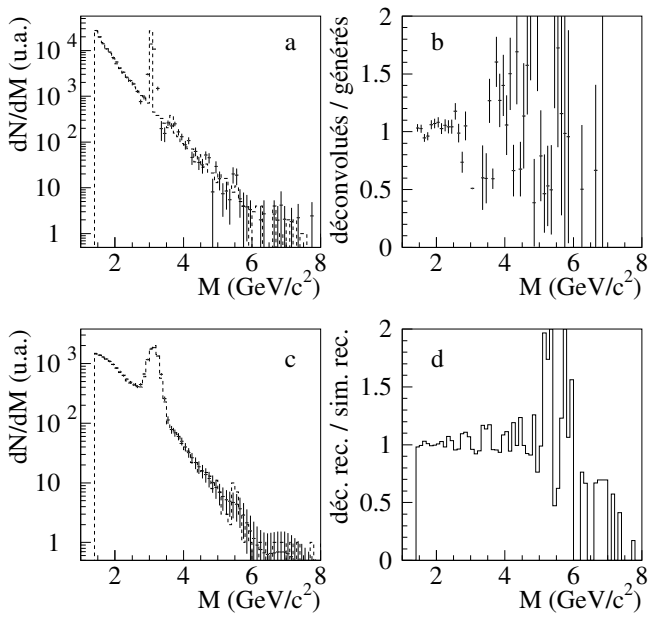

Figure 13: Comparaison (a) entre les distributions déconvoluée (points) et simulée (ligne pointillée) ainsi que leur rapport (b) pour la masse invariante M. Le spectre obtenu après passage par l'appareillage de la distribution déconvoluée est également comparé aux événements simulés reconstruits (c). Leur rapport est représenté en (d).

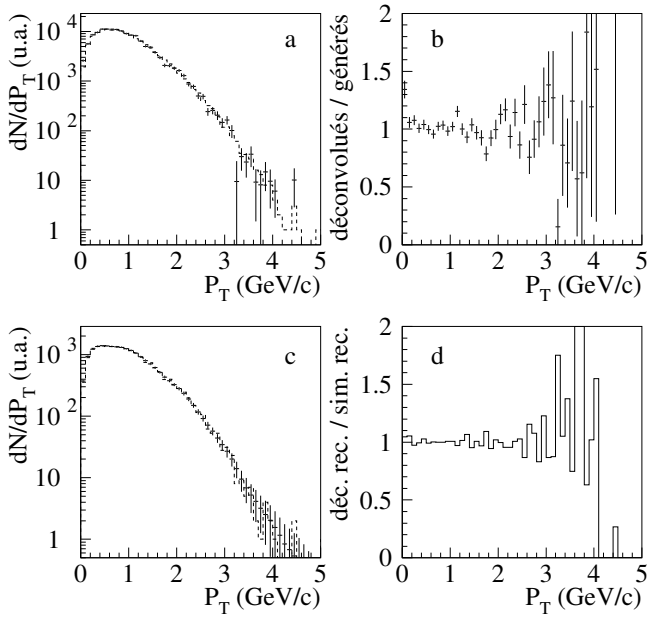

Figure 14: Même comparaison que sur la figure 13, mais pour la variable P_T.

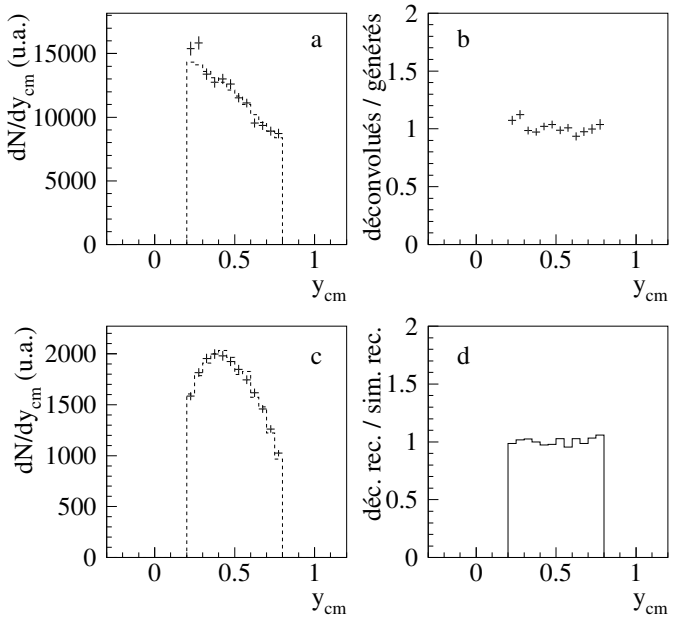

Figure 15: Même comparaison que sur la figure 13, mais pour la variable y_{cm}.

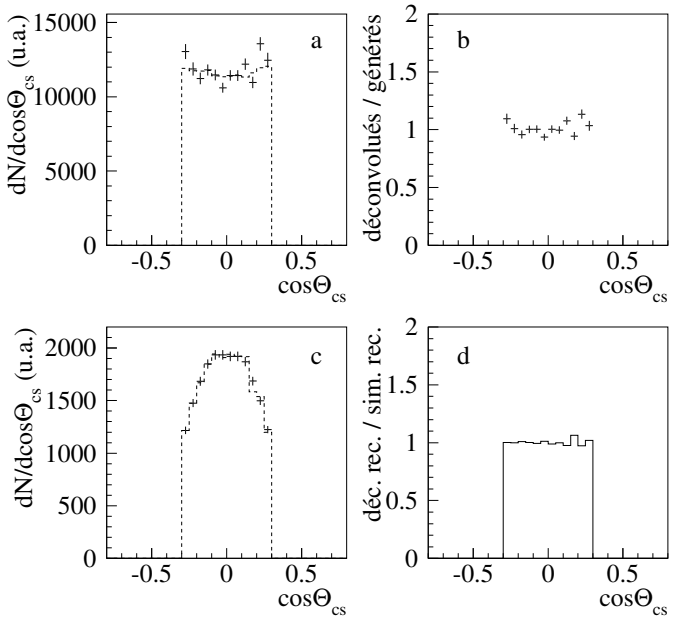

Figure 16: Même comparaison que sur la figure 13, mais pour la variable $\cos\theta_{cs}$.

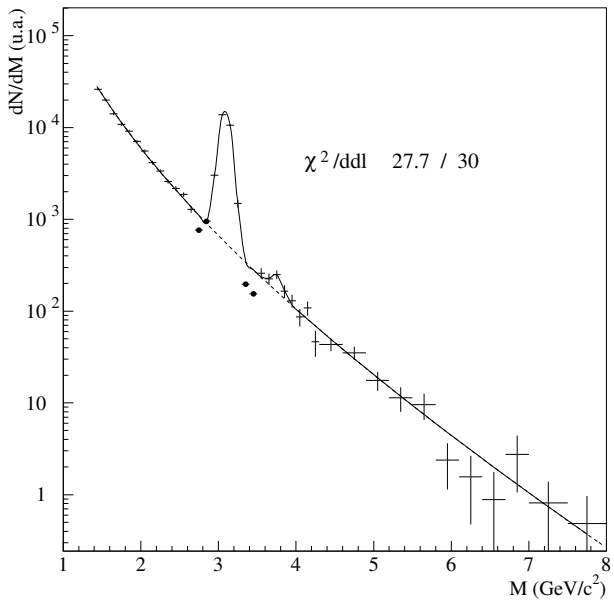

Figure 17: Ajustement de la distribution en masse (les cercles noirs ne sont pas inclus dans l'ajustement).

5.6 Bruit de fond combinatoire, calcul du signal

Les événements dimuons détectés par le spectromètre comportent une importante contribution provenant de la coïncidence fortuite de la désintégration en muon de deux des nombreux mésons π ou K produits dans chaque collision. Ces désintégrations donnent deux types de paires : les paires de même signe ($\mu^+\mu^+$ ou $\mu^-\mu^-$), et les paires de signes opposés ($\mu^+\mu^-$). Bien que seules ces dernières contiennent des événements de signal (tous les processus auxquels nous nous intéressons conduisent à ce type de paires), les événements de même signe sont également enregistrés par le système d'acquisition, car ils servent de base à l'estimation du nombre de paires ($\mu^+\mu^-$) de bruit de fond. Dans les analyses unidimensionnelles mentionnées dans la section 4, la distribution des événements de bruit de fond $\frac{dN^{+-}}{dV}$ dans chaque variable V était calculée par la formule suivante, indépendamment pour chaque signe du champ magnétique de l'aimant :

$$\left.\frac{dN^{+-}}{dV}\right]_{fond} = 2R\sqrt{\frac{dN^{++}}{dV} * \frac{dN^{--}}{dV}} \tag{8}$$

où $\frac{dN^{++}}{dV}$ et $\frac{dN^{--}}{dV}$ sont les distributions des événements de même signe, et R est un facteur différent de 1 pour les événements de faible multiplicité (collisions p-noyau, ou collisions noyau-noyau à grand paramètre d'impact), qui peut être calculé par simulation, ou mesuré si l'on possède des lots de données enregistrées dans deux conditions différentes du point de vue de la quantité d'absorbeur située sur le trajet des mésons (ce qui n'a été le cas que pour certaines données p-W de NA38). Le problème majeur de cette technique est que pour les faibles statistiques, les deux nombres $\frac{dN^{++}}{dV}$ et $\frac{dN^{--}}{dV}$ sont rarement simultanément non nuls, et doivent être remplacés dans l'équation 8 par des fonctions analytiques ajustées sur ces distributions. Ce type de traitement est impossible à quatre dimensions, bien qu'il soit en théorie encore plus indispensable du fait de la répartition de la statistique dans un grand nombre de cellules.

Pour résoudre ce problème, nous avons utilisé une autre méthode d'estimation des distributions de bruit de fond, basée sur la combinaison en paires de muons provenant d'événements différents. Cette méthode a été développée par nos collègues d'Orsay et de Bucarest [41], et son principe est le suivant : les dimuons de même signe sont séparés en muons individuels (μ^+ et μ^-). Ceux-ci sont ensuite recombinés en dimuons de signes opposés, donnant ainsi un lot d'événements semblables aux combinaisons fortuites qui constituent le bruit de fond. Pour chaque paire, la condition de déclenchement qui impose que les deux muons soient détectés dans deux sextants différents du spectromètre est vérifiée. Les muons sont combinés ciblette par ciblette, et uniquement à l'intérieur d'un même intervalle d'énergie transverse, car les caractéristiques cinématiques des pions et de kaons qui se désintègrent peut dépendre de la proximité de l'absorbeur et de la centralité de la collision. La distribution quadri-dimensionnelle de ces événements peut être soustraite de celle des événements de signes opposés, la normalisation globale étant donnée par l'équation 8, appliquée à la somme des événements [41] provenant d'une même ciblette et dans l'intervalle de E_T^0 considéré. Ce facteur de normalisation est généralement très inférieur à l'unité, car le nombre de combinaisons obtenues par cette méthode croît comme

le carré du nombre d'événements de même signe. Dans cette procédure, une nouvelle difficulté apparaît alors, du fait qu'il est fréquent d'obtenir des événements de bruit de fond à soustraire (même avec un poids très faible), dans des cellules de l'espace des variables ne comportant aucun événement de signes opposés. Afin d'éviter les contenus négatifs, ces fractions de coups doivent alors être déplacés vers la cellule non vide la plus proche. Si le contenu de cette cellule n'est pas suffisant, la fraction de coups restant à soustraire est à son tour déplacée vers le second plus proche voisin, et ainsi de suite jusqu'à ce que la totalité de la quantité à soustraire soit épuisée. Ce déplacement ne concerne au total que quelques pourcents du bruit de fond, et le déplacement s'effectue principalement à petite distance du point d'origine. A titre d'exemple, en collisions S-U, de 20% à 70% du bruit de fond est déplacé d'une cellule, et la somme des coups déplacés de plus d'un rang ne représente qu'environ 2%. Nous avons vérifié que cet algorithme de déplacement n'introduit pas de déformation significative dans les distributions du bruit de fond, comme le montre la comparaison entre le bruit de fond obtenu avec et sans déplacement, représentée figure 18.

5.7 Déconvolution d'un lot d'événements simulés comportant du bruit de fond

Afin de tester la procédure décrite ci-dessus de façon la plus complète possible, une simulation de test a été effectuée, en y incluant des événements de bruit de fond simulés. La génération de ces événements est basée sur des distributions bi-dimensionnelles de muons individuels dans le plan $(P_{tot}, \tan\theta)$, où P_{tot} est l'impulsion totale et θ l'angle polaire du muon. Ces distributions sont extraites des événements de même signe enregistrés dans les collisions S-U. Bien qu'il s'agisse de distributions d'événements reconstruits, elles sont utilisées comme distributions sources pour générer un premier lot d'événements simulés. La proportion de muons de chaque signe est fixée à $N^+/N^- = 1.22$, valeur qui reproduit le rapport $N_{\mu^+\mu^+}/N_{\mu^-\mu^-} = 1.65$ observé dans les données. Après reconstruction de ces événements, les distributions $(P_{tot}, \tan\theta)$ des événements de même signe sont comparées aux précédentes, et le rapport $\frac{\text{données de départ } (P_{tot},\tan\theta)}{\text{reconstruits } (P_{tot},\tan\theta)}$ est utilisé pour corriger les distributions de départ. Après deux itérations, les distributions de dimuons de même signe

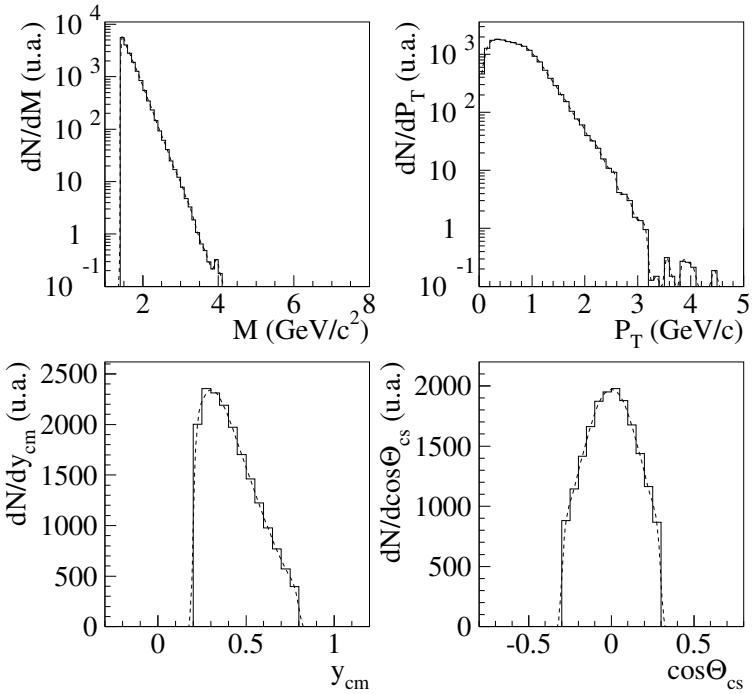

Figure 18: Comparaison entre le bruit de fond avec déplacement (lignes continues) et sans déplacement (tirets).

obtenues sont jugées suffisamment semblables aux distributions mesurées pour être utilisées pour le test. Les événements de signes opposés constituent alors le bruit de fond simulé qui est ajouté aux événements tests utilisés au paragraphe 5.5, tandis que les événements de même signe sont utilisés pour calculer le bruit de fond à soustraire selon la méthode combinatoire décrite au paragraphe 5.6. La proportion de bruit de fond choisie reproduit la proportion moyenne enregistrée dans les collisions S-U intégrées en E_T^0. Le signal quadri-dimensionnel obtenu est alors traité comme précédemment. La comparaison avec les résultats attendus s'avère satisfaisante. Les distributions déconvoluées sont comparées aux simulations sur les figures 19-a à 22-a, leur rapport se trouvant sur les figures 19-b à 22-b. La même comparaison après reconstruction est présentée sur les figures 19-c à 22-c et 19-d à 22-d.

De la même façon qu'au paragraphe 5.5, la distribution en masse invariante peut être ajustée, et les distributions en impulsion transverse peuvent être obtenues pour chaque

zone de masse, comme le montre la figure 23. Les paramètres extraits de l'ajustement, ainsi que les valeurs de $< P_T >$ et $< P_T^2 >$ sont comparés aux valeurs attendues dans les tableaux 6 et 7. Le bon accord constaté au paragraphe 5.5 n'est pas dégradé par l'introduction du bruit de fond.

	Simulés	Déconvolués
DY Norm	113169	116315±5913
J/ψ Norm	26418	25995±389
ψ' Norm	195	169±70
J/ψ Width (MeV/c^2)	0	71±2
J/ψ Position (GeV/c^2)	3.097	3.089±0.002
ψ' Position (GeV/c^2)	3.685	3.76±0.05
DY Slope (GeV/c^2)	1.00	0.99±0.03

Tableau 6: Comparaison entre les paramètres extraits de l'ajustement en masse et les valeurs simulées.

	Simulés		Déconvolués	
P_T	$< P_T >$	$< P_T^2 >$	$< P_T >$	$< P_T^2 >$
$2.1 \leq M \leq 2.7$ GeV/c^2	0.86	1.00	0.85 ± 0.03	1.01 ± 0.04
J/ψ	1.14	1.69	1.12 ± 0.02	1.65 ± 0.04
ψ'	1.21	1.92	1.13 ± 0.31	1.89 ± 0.57
$M > 4.2$ GeV/c^2	0.86	1.00	0.92 ± 0.10	1.15 ± 0.16

Tableau 7: Comparaison entre les valeurs de $< P_T >$ (GeV/c) et $< P_T^2 >$ (GeV/c)^2 des distributions simulée et déconvoluée, pour les quatre zones de masse considérées.

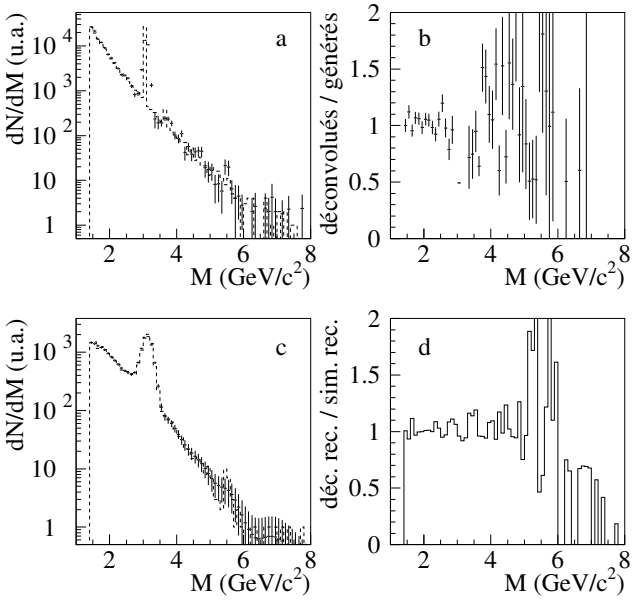

Figure 19: Comparaison (a) entre les distributions déconvoluée (points) et simulée (ligne pointillée) ainsi que leur rapport (b) pour la masse invariante M, dans le cas du test complet incluant un bruit de fond simulé, soustrait par la méthode combinatoire. Le spectre obtenu après passage par l'appareillage de la distribution déconvoluée est également comparé aux événements simulés reconstruits (c). Leur rapport est représenté en (d).

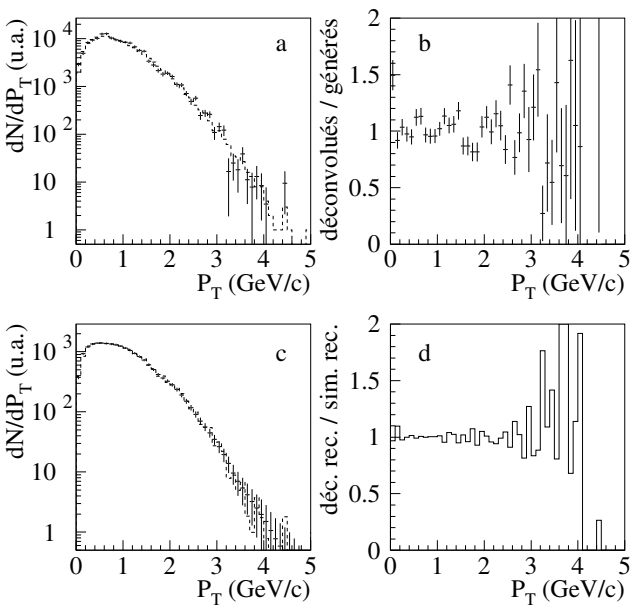

Figure 20: Même comparaison que sur la figure 19, mais pour la variable P_T.

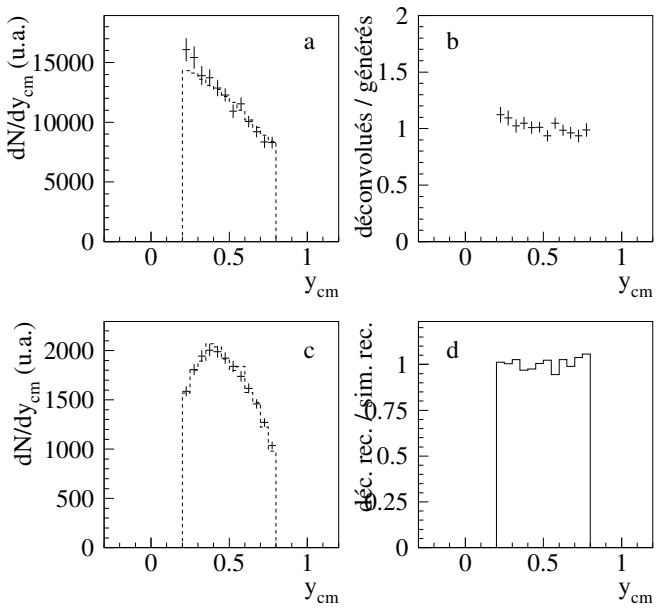

Figure 21: Même comparaison que sur la figure 19, mais pour la variable y_{cm}.

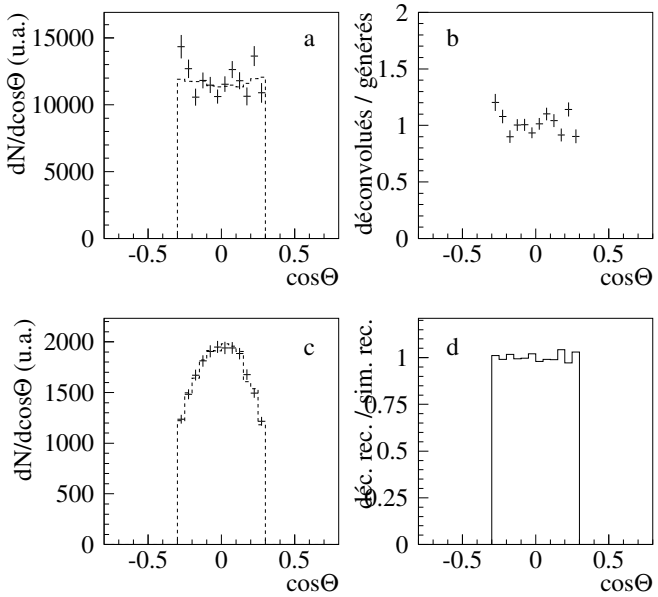

Figure 22: Même comparaison que sur la figure 19, mais pour la variable $\cos\theta_{cs}$.

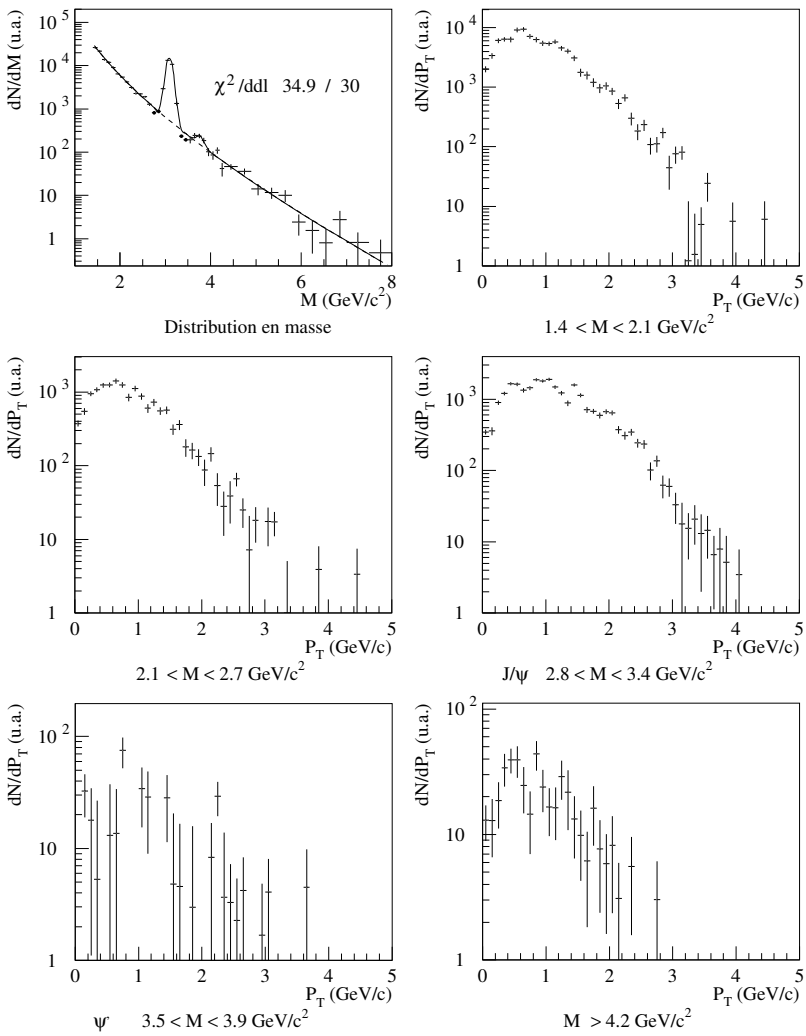

Figure 23: Ajustement de la distribution en masse (comme précédemment, les points noirs sont exclus de l'ajustement), et distributions en P_T des différentes composantes.

5.8 Tests de la méthode pour les autres types de collisions

Tous les lots de données récentes de la collaboration (enregistrées depuis 1992, à l'exception des données p-Ag et p-Cu de NA50 datant de la fin 1997 qui ne sont pas encore disponibles à la date de ce rapport) ont été analysés par cette méthode. Ceci inclut :

- les collisions S-U à 200 GeV/c par nucléon de 1992 (expérience NA38),
- les interactions p-p et p-d à 450 GeV/c par nucléon enregistrées en 1992 (expérience NA51), dans le but d'étudier l'asymétrie d'isospin de la mer de quarks légers du nucléon [42],
- les collisions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon de 1995 et 1996 (expérience NA50),
- les collisions p-W de 1996 et p-Al de 1997 à 450 GeV/c par nucléon (expérience NA50 également), qui avaient pour but de mesurer la production du J/ψ et surtout du ψ' en collisions proton-noyau avec une statistique très importante.

Il est important de noter que le dispositif expérimental utilisé était sensiblement différent dans chaque expérience (en particulier en ce qui concerne l'énergie du faisceau, la configuration de la cible, l'épaisseur et la nature des absorbeurs, et le champ magnétique du spectromètre). Pour chaque type de données, ces conditions expérimentales différentes imposent de recalculer les fonctions de résolution des muons individuels (voir figure 10, page 26) et l'acceptance en chaque point de l'espace des variables. Pour chacune des différentes configurations expérimentales, la résolution des dimuons calculée par le programme basé sur les muons individuels a été contrôlée par rapport à celle donnée par le programme de simulation pour environ 50 points très différents, comme au paragraphe 5.3 (voir figure 12 page 28).

Pour l'ensemble des données en faisceau de proton, l'énergie incidente de 450 GeV conduit à l'intervalle d'étude suivant : $-0.2 \leq y_{cm} < 0.4$, différent de celui adopté en ions ([0.2-0.8], voir page 29).

Le test complet de la méthode à l'aide d'une simulation réaliste (voir paragraphe 5.7) a été refait dans le cas des collisions Pb-Pb, ces données possédant le taux de bruit de

fond le plus important (donc le plus susceptible de biaiser les résultats). Je n'exposerai aucun détail de ce test dans ce mémoire, l'accord obtenu entre les résultats et les valeurs attendues étant aussi bon que dans le cas des collisions S-U.

5.9 Critère de convergence

La définition d'un seuil de convergence de la méthode, qui permettrait d'arrêter le processus itératif d'après un critère objectif, s'est avérée plus difficile que prévu. L'étude sur les simulation nous a permis d'observer que la somme des carrés des distances entre la distribution source à l'ordre n, $O^n(j)$, et la distribution recherchée décroît de façon continue, sans jamais saturer (du moins jusqu'à l'ordre 400). La distance, ou le χ^2 calculé entre les distributions à deux ordres consécutifs montrent la même tendance, aussi bien en ce qui concerne les simulations que les données réelles. Cependant, dès l'ordre 100, des fluctuations importantes apparaissent et s'amplifient dans les différentes projections de la distribution source. Il est donc important de ne pas poursuivre les itérations jusqu'à un ordre très élevé.

Finalement, nous nous sommes basés sur l'étude de la résolution résiduelle en masse du J/ψ en fonction de l'ordre. Outre l'impossibilité de rendre parfait un appareillage réel (voir paragraphe 5.5), les imperfections du programme de simulation contribuent également à la résolution résiduelle. Dans notre cas la simulation ne reproduit pas exactement la résolution observée dans les données, et les écarts constatés entre les largeurs du J/ψ simulé et mesuré atteignent quelques pourcents [43] selon la configuration expérimentale considérée. Il est donc nécessaire d'étudier l'évolution de la résolution résiduelle du J/ψ sur les données réelles, et non sur les simulations. La figure 24 montre la résolution du J/ψ obtenue en fonction du nombre d'itérations pour les données S-U, en ajustant le pic avec une fonction gaussienne. D'après cette figure, l'effet de la déconvolution est minime au delà de 50 itérations. L'ordre choisi dans la suite de ce travail sera donc l'ordre 50. Nous avons vérifié que les différents paramètres extraits de cette analyse, et notamment la forme du continuum de masse et les valeurs de $< P_T >$ et $< P_T^2 >$ obtenues pour les différentes contributions n'évoluent plus au delà de cet ordre.

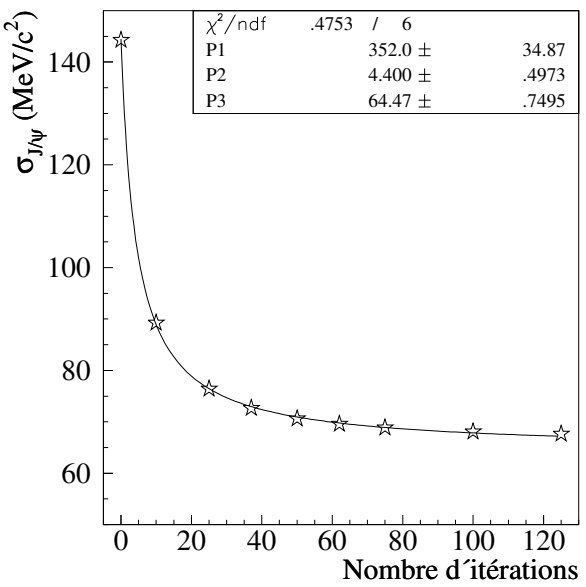

Figure 24: Ecart-type d'une fonction gaussienne ajustée sur le pic du J/ψ en fonction du nombre d'itérations. La ligne continue représente un ajustement empirique à l'aide de la fonction : $\frac{P_1}{x+P_2} + P_3$.

5.10 Calcul des erreurs

La formule générale 4 (page 23) conduit directement au calcul de la matrice d'erreur, si l'on néglige les erreurs statistiques portant sur les matrices d'acceptance et de résolution elles-mêmes, ce qui est raisonnable car le nombre d'événements simulés dans chaque cellule (au moins 1000, 5000 ou 10000 selon la zone de masse pour l'étalement et au moins 8000 pour l'acceptance) est toujours très supérieur au nombre d'événements réels (quelques dizaines au plus). Cependant, cette matrice d'erreur est de dimension 8 et le calcul de ses quelque 10^{13} éléments n'est pas envisageable. Le calcul complet à une dimension (la projection en masse) pour les données S-U montre que la meilleure approximation est de négliger l'effet sur les erreurs de la correction de résolution. Dans la suite de cette étude, nous affecterons donc à chaque cellule l'erreur correspondant aux données uniquement corrigées de l'effet d'acceptance.

6 Résultats

6.1 Collisions S-U

La figure 25 représente le spectre de masse invariante des dimuons produits dans les collisions S-U. Comme on peut le voir sur cette figure, le bruit de fond produit par les désintégrations en muons des pions et kaons se superpose au signal, lui-même composé des dimuons issus des résonances J/ψ et ψ', et d'un continuum de masse dont la partie supérieure à 4 GeV/c^2 provient du mécanisme de Drell-Yan.

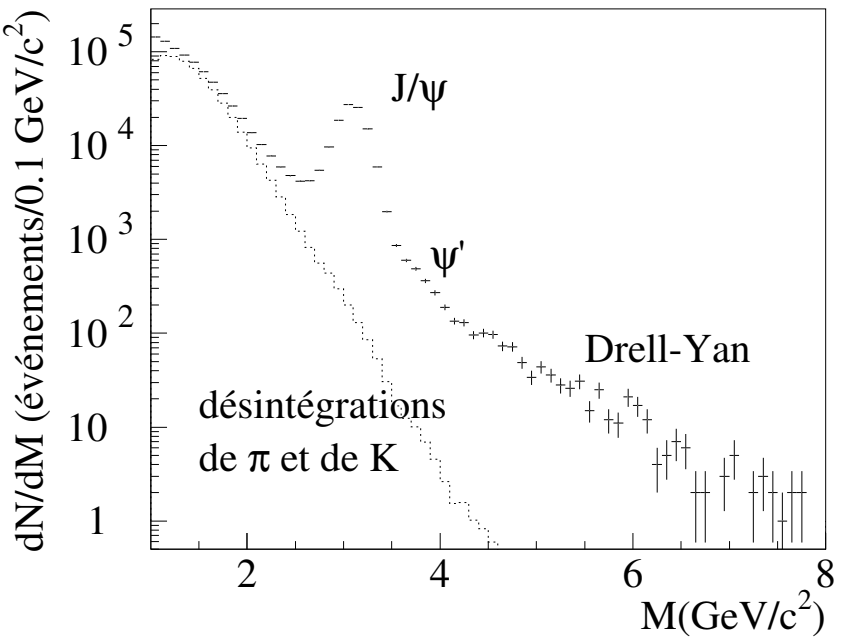

Figure 25: Spectre de masse invariante des dimuons de signes opposés dans les collisions S-U.

Après soustraction du bruit de fond, et traitement par la méthode exposée plus haut, le spectre résultant est représente sur la figure 26. De la même façon que pour la simulation de test (voir paragraphe 5.5, et page 31) Un ajustement empirique (trait plein) est réalisé sur ce spectre, afin de déterminer la contribution du continuum sous les résonances (trait pointillé), et de la corriger dans les distributions correspondantes en impulsion transverse. Lors de cet ajustement, des points doivent être exclus de part et d'autre du pic du J/ψ

afin de s'affranchir de l'effet d'anneaux déjà mentionné.

Les données corrigées à 4 dimensions sont séparées en plusieurs zones de masse, et les distributions en P_T peuvent être calculées pour chaques zone de masse. Elles sont représentées sur la figure 27.

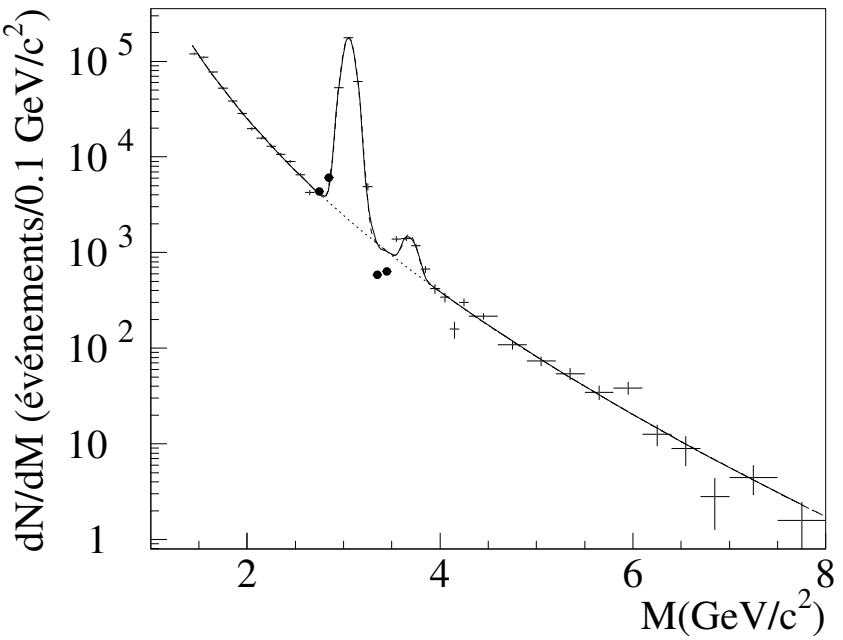

Figure 26: Spectre de masse invariante du signal, après correction de effets d'appareillage (collisions S-U). La courbe correspond à un ajustement empirique destiné à évaluer la contribution du continuum de masse dans les régions des résonances.

Ces distributions en P_T permettent entre autres de calculer leurs premier et deuxième moments $< P_T >$ et $< P_T^2 >$. Ces quantités sont importantes car les différents modèles théoriques conduisent à des prédictions les concernant, en particulier pour le deuxième moment $< P_T^2 >$ de la distribution du J/ψ, comme nous l'avons vu aux paragraphes 2.1 et 2.3.

Afin d'étudier ces distributions en fonction du paramètre d'impact de la collision, les données sont classées en différents intervalles d'énergie transverse neutre E_T^0 mesurée par le calorimètre électromagnétique. En effet, en admettant que les particules neutres représentent 1/3 des particules produites, cette variable permet d'estimer la den-

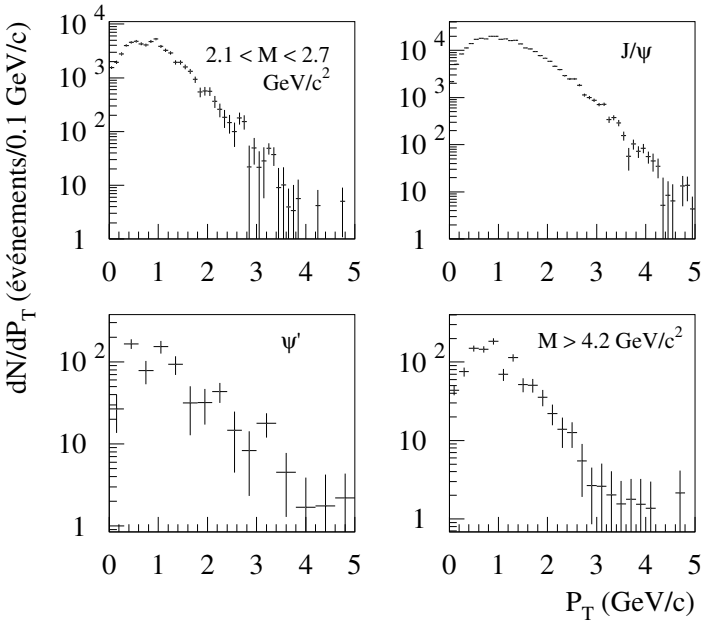

Figure 27: Distributions en P_T corrigées des effets d'appareillage, pour différentes zones de masse invariante (collisions S-U).

sité d'énergie atteinte par la formule de Bjorken (voir page 4) que l'on peut réécrire :

$$\varepsilon = 3\frac{dE_T^0}{dy}\Big]_{y=0}\frac{1}{\tau_0 S_\perp}$$

Les cinq intervalles retenus sont ceux qui ont été définis dans une autre analyse de ces données [44], et sont présentés dans le tableau 8.

	intevalle en E_T^0 (GeV)	$<E_T^0>$ (GeV)
$E_{T\,1}^0$	$13 \leq E_T^0 < 34$	25.4 ± 2.5
$E_{T\,2}^0$	$34 \leq E_T^0 < 50$	42.2 ± 3.2
$E_{T\,3}^0$	$50 \leq E_T^0 < 64$	57.2 ± 3.7
$E_{T\,4}^0$	$64 \leq E_T^0 < 77$	70.6 ± 4.1
$E_{T\,5}^0$	$77 \leq E_T^0 < 88$	82.1 ± 4.4

Tableau 8: Limites des intervalles retenus pour la variable E_T^0, et valeurs moyennes correspondantes (collisions S-U).

Les valeurs correspondantes de $< P_T >$ et $< P_T^2 >$ sont regroupées dans le tableau 9 pour les deux zones du continuum de masse, et dans le tableau 10 pour les résonances.

Pour le calcul des valeurs correspondant aux données intégrées en E_T^0, un paramètre supplémentaire doit être pris en compte, il s'agit de l'efficacité de reconnaissance de la ciblette d'interaction. La sélection des événements requiert en effet que la ciblette où se produit l'interaction soit identifiée par l'hodoscope de la cible active. Cette reconnaissance est effectuée par un algorithme [45] dont l'efficacité varie en fonction de E_T^0 [20, 30, 44, 45]. La distribution quadri-dimensionnelle intégrée en E_T^0 est la somme des cinq distributions correspondant aux intervalles du tableau 8, chacune étant corrigée de l'efficacité moyenne correspondante. A titre indicatif, les efficacités moyennes utilisées pour les cinq zones sont respectivement : 0.818, 0.896, 0.912, 0.928 et 0.942. Les valeurs obtenues sont en bon accord avec celles extraites à partir des premières données S-U de NA38, analysées de façon uni-dimensionnelle [18, 20, 30]. Ceci montre *a posteriori* que les biais introduits par d'éventuelles corrélations physiques entre les variables sources sont négligeables pour ces données.

	2.1< M <2.7 GeV/c^2		M >4.2 GeV/c^2	
	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$
$E_{T\,1}^0$	0.87 ±0.04	1.02 ±0.06	1.09 ±0.15	1.69 ±0.40
$E_{T\,2}^0$	0.89 ±0.04	1.15 ±0.07	1.07 ±0.13	1.47 ±0.22
$E_{T\,3}^0$	0.90 ±0.04	1.09 ±0.06	0.97 ±0.12	1.34 ±0.26
$E_{T\,4}^0$	0.92 ±0.04	1.14 ±0.06	0.97 ±0.11	1.29 ±0.20
$E_{T\,5}^0$	0.92 ±0.04	1.12 ±0.07	1.15 ±0.13	1.82 ±0.28
$Toutes\ E_T^0$	0.89 ±0.02	1.07 ±0.03	1.02 ±0.05	1.44 ±0.11

Tableau 9: Valeurs moyennes de P_T (GeV/c) et P_T^2 (GeV/c)^2 correspondant aux deux zones du continuum de masse, pour les différents intervalles d'énergie transverse E_T^0 (collisions S-U).

Ces valeurs de $< P_T^2 >$ sont représentées sur la figure 28. On observe une croissance des $< P_T^2 >$ du J/ψ des collisions périphériques aux collisions centrales. Cette croissance correspond à la diffusion gluon-nucléon subie par les gluons qui fusionnent pour donner naissance à la paire $c\bar{c}$, comme le montre la comparaison avec les calculs théoriques basés sur ce modèle [46, 47], représentée sur la figure 29. L'article complet exposant ces résultats vient de paraître dans Physics Letters B, et figure en annexe de ce mémoire. Dans cette publication, les distributions en masse transverse ont également été calculées, car elles sont

	J/ψ		ψ'	
	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$
$E^0_{T\,1}$	1.11 $\pm$0.01	1.60 $\pm$0.03	1.20 $\pm$0.28	2.33 $\pm$0.67
$E^0_{T\,2}$	1.13 $\pm$0.01	1.66 $\pm$0.03	1.24 $\pm$0.29	2.33 $\pm$0.68
$E^0_{T\,3}$	1.15 $\pm$0.01	1.72 $\pm$0.03	1.45 $\pm$0.36	2.80 $\pm$0.81
$E^0_{T\,4}$	1.18 $\pm$0.01	1.82 $\pm$0.03	1.54 $\pm$0.43	3.35 $\pm$1.03
$E^0_{T\,5}$	1.18 $\pm$0.02	1.81 $\pm$0.03	1.13 $\pm$0.43	2.11 $\pm$1.00
$Toutes\ E^0_T$	1.16 $\pm$0.01	1.75 $\pm$0.02	1.21 $\pm$0.12	2.16 $\pm$0.29

Tableau 10: Valeurs moyennes de P_T (GeV/c) et P_T^2 (GeV/c)^2 correspondant au J/ψ et au ψ' pour les différents intervalles d'énergie transverse E^0_T (collisions S-U).

parfois utilisées pour des comparaisons avec des modèles thermiques [48]. Je ne détaillerai pas cette partie dans ce mémoire (voir annexe, page 95). De même, je n'exposerai pas ici les analyses des rapports des distributions en P_T ($R(P_T)$) mentionnés dans cette publication.

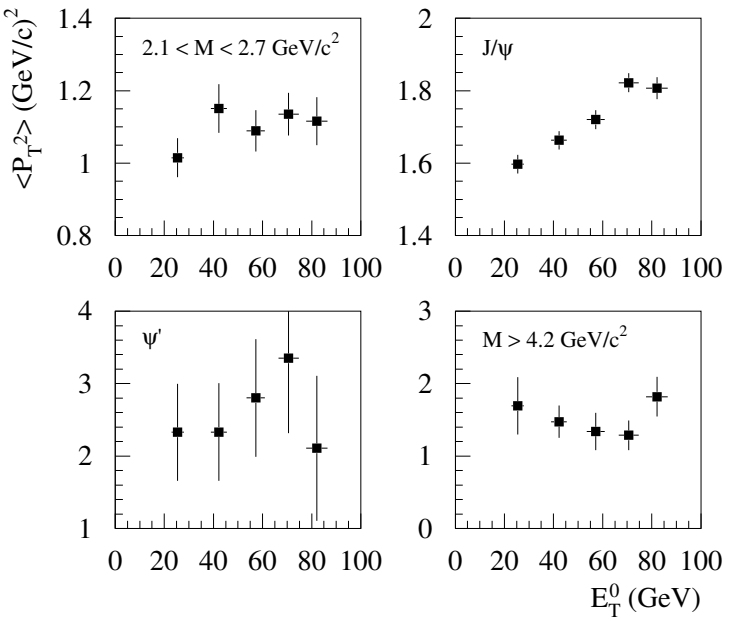

Figure 28: Valeurs de $< P_T^2 >$ en fonction de l'énergie transverse neutre, pour les différents intervalles de masse (collisions S-U).

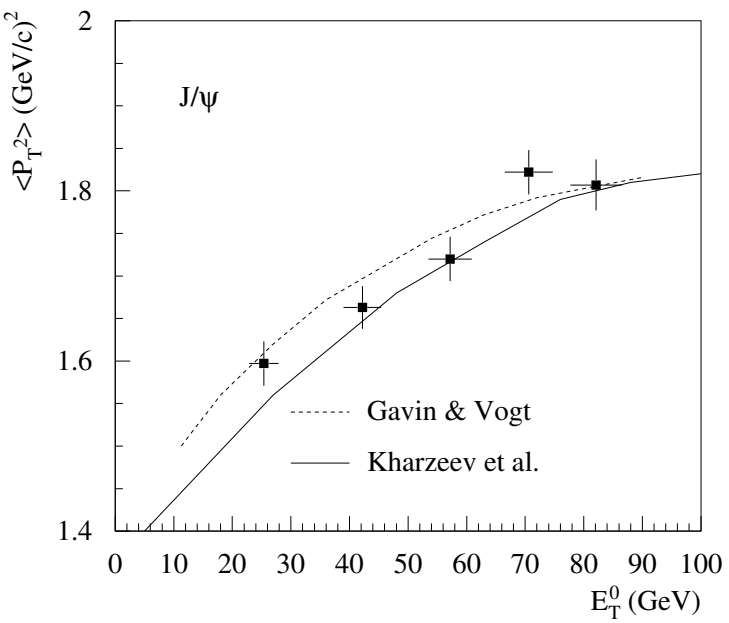

Figure 29: Valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ en fonction de l'énergie transverse neutre (collisions S-U). Les courbes pointillée et pleine correspondent aux calculs faisant intervenir la diffusion des partons dans la voie d'entrée [46, 47].

6.2 Collisions Pb-Pb

Les résultats issus des prises de données de NA50 en 1995 et 1996 ont également été corrigés des effets d'appareillage par la même méthode. La distribution en masse des données de 1996 est présentée sur la figure 30. Après correction des effets d'appareillage, la distribution source obtenue est représentée sur la figure 31. L'ajustement empirique permet, comme précédemment, de soustraire la contribution des événements du continuum de masse sous les résonances, et d'obtenir ainsi les distributions en P_T des différentes composantes. Ces distributions sont représentées figure 32.

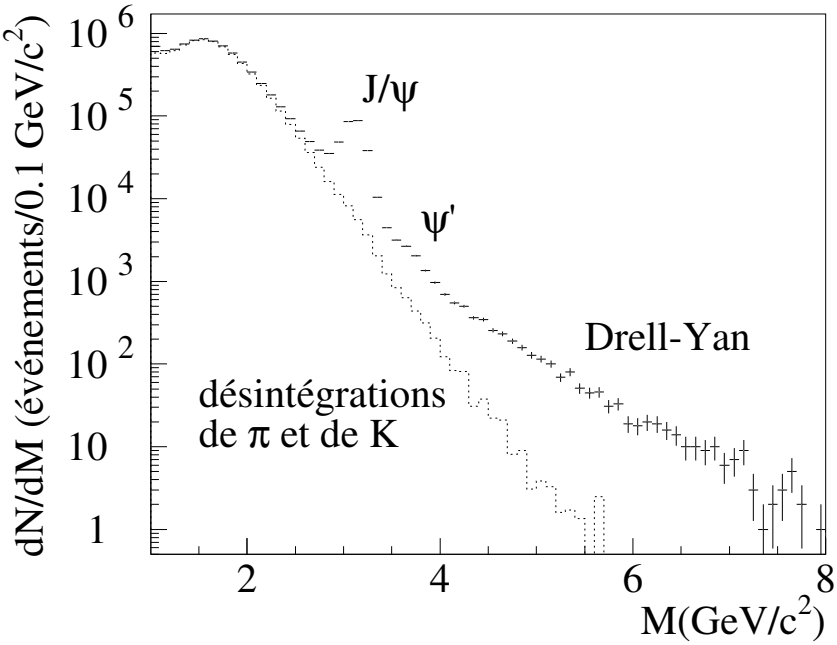

Figure 30: Spectre de masse invariante des dimuons de signes opposés dans les collisions Pb-Pb.

Comme dans le cas des collisions S-U, la même analyse est effectuée pour différentes zones d'énergie transverse E_T^0. Les intervalles utilisés sont reportés dans le tableau 11. Ces intervalles ont été utilisés pour les deux lots de données issues des expériences de 1995 et 1996. Signalons que l'échelle absolue en E_T^0 mesurée par le calorimètre est mal connue pour NA50. Afin de pouvoir comparer ces résultats à ceux obtenus en collisions

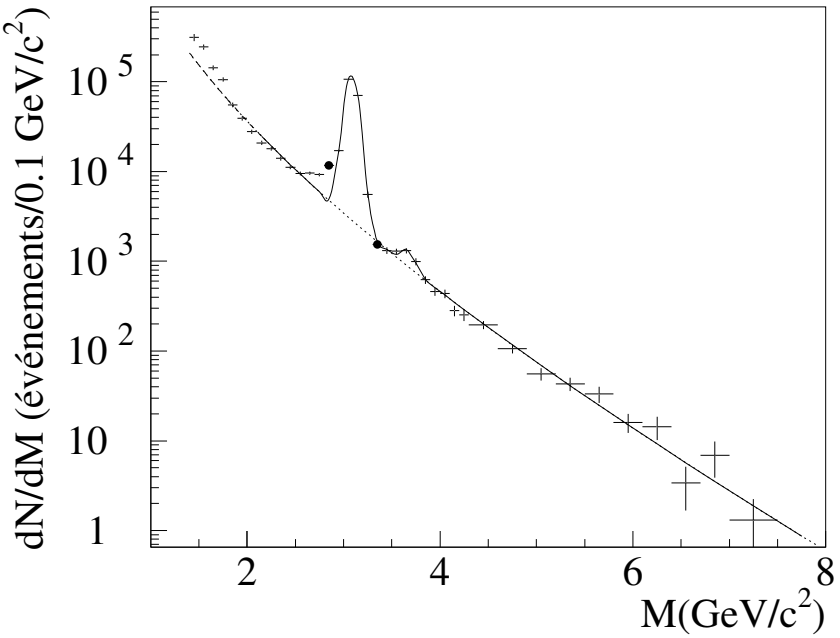

Figure 31: Distribution en masse obtenue après correction des effets d'appareillage (collisions Pb-Pb). La courbe correspond à l'ajustement servant à calculer la contribution du continuum dans la région du J/ψ et du ψ'.

S-U dans le cadre de certains calculs théoriques, un changement global de l'échelle en E_T^0 d'un facteur 0.746 est appliqué depuis le mois de Mars 1998 [49]. Les données présentées ici tiennent comptent de ce changement, et sont donc différentes de celle présentées à la conférence "Quark Matter 1997" [25].

	$E_{T\,1}^0$	$E_{T\,2}^0$	$E_{T\,3}^0$	$E_{T\,4}^0$	$E_{T\,5}^0$
Intervalle en E_T^0 (GeV)	$4 \rightarrow 34$	$34 \rightarrow 52$	$52 \rightarrow 78$	$78 \rightarrow 101$	$101 \rightarrow 130$
$<E_T^0>$ (GeV)	25	43	66	90	110

Tableau 11: Limites des intervalles en énergie transverse utilisés, et valeurs moyennes correspondantes, pour les données de 1995 et 1996 selectionnées par l'algorithme de reconnaissance de la ciblette d'interaction.

Dans cette analyse, la reconnaissance de la ciblette d'interaction par l'algorithme utilisant les informations de la cible active est imposée. Contrairement au cas de l'expérience NA38 étudiée précédemment, pour laquelle le détecteur de cible était constitué de comp-

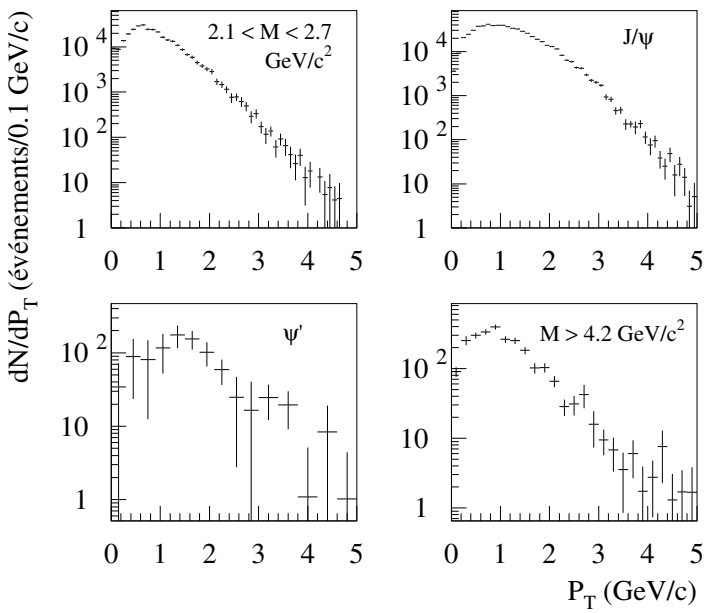

Figure 32: Distributions en P_T des différentes contributions (continuum et résonances) pour les collisions Pb-Pb.

teurs à scintillateur [45], la cible active de NA50 utilise la lumière Čerenkov émise par les particules chargées passant dans des lames de quartz [22]. Cette technologie différente, imposée par des conditions d'irradiation interdisant l'usage de scintillateur, a pour conséquence une faible efficacité de reconnaissance pour les faibles énergies transverses. En effet, les électrons produits par ionisation au passage d'un ion incident dans les ciblettes constituent un bruit de fond pour l'algorithme de reconnaissance, d'autant plus important que la multiplicité des pions et kaons produits dans la collision est faible. Comme dans le cas des collisions S-U, les données intégrées en E_T^0 sont calculées en ajoutant les distributions quadri-dimensionnelles des différents intervalles du tableau 11, en les pondérant par l'inverse de leur efficacité respective. Les efficacités utilisées pour les cinq intervalles sont respectivement 0.307, 0.789, 0.952, 0.988 et 0.997 pour 1995, et 0.185, 0.729, 0.976, 0.986 et 0.985 pour 1996. La différence importante constatée dans la première zone est due à l'épaisseur des ciblettes (1mm en 1995 et 2mm en 1996) qui conduit à un nombre

d'électrons d'ionisation beaucoup plus important en 1996. Dans la suite de ce mémoire, les résultats Pb-Pb exposés en cinq intervalles de E_T^0 représentent le cumul des données de 1995 et de 1996, obtenues en imposant la reconnaissance de ciblette. C'est la cas des valeurs de $< P_T >$ et $< P_T^2 >$ regroupées dans le tableau 12 pour le continuum de masse et dans le tableau 13 pour les résonances.

	2.1< M <2.7 GeV/c^2		M >4.2 GeV/c^2	
	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$
$E_{T\,1}^0$	0.86 ±0.04	0.98 ±0.05	0.94 ±0.13	1.32 ±0.26
$E_{T\,2}^0$	0.84 ±0.03	0.97 ±0.03	1.08 ±0.08	1.52 ±0.14
$E_{T\,3}^0$	0.86 ±0.03	1.02 ±0.03	1.11 ±0.06	1.69 ±0.13
$E_{T\,4}^0$	0.88 ±0.03	1.08 ±0.03	1.14 ±0.07	1.78 ±0.17
$E_{T\,5}^0$	0.88 ±0.03	1.09 ±0.04	1.11 ±0.08	1.62 ±0.16
$Toutes\ E_T^0$	0.87±0.01	1.03±0.02	1.08±0.04	1.60±0.08

Tableau 12: Valeurs moyennes de P_T (GeV/c) et P_T^2 (GeV/c)^2 correspondant aux deux zones du continuum de masse, pour les cinq intervalles d'énergie transverse E_T^0 (collisions Pb-Pb de 1995 et 1996).

	J/ψ		ψ'	
	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$
$E_{T\,1}^0$	1.11 ±0.02	1.60 ±0.03	1.45 ±0.27	2.36 ±0.56
$E_{T\,2}^0$	1.15 ±0.01	1.72 ±0.02	1.33 ±0.28	2.45 ±0.53
$E_{T\,3}^0$	1.18 ±0.01	1.80 ±0.02	1.36 ±0.23	2.64 ±0.49
$E_{T\,4}^0$	1.19 ±0.01	1.85 ±0.02	1.37 ±0.31	2.52 ±0.71
$E_{T\,5}^0$	1.18 ±0.01	1.82 ±0.02	1.42 ±0.26	2.68 ±0.57
$Toutes\ E_T^0$	1.159±0.005	1.752±0.010	1.46±0.19	2.72±0.41

Tableau 13: Valeurs moyennes de P_T (GeV/c) et P_T^2 (GeV/c)^2 correspondant au J/ψ et au ψ' pour les cinq intervalles d'énergie transverse E_T^0 (collisions Pb-Pb de 1995 et 1996).

Comme on peut le voir d'après les efficacités mentionnées plus haut, le fait d'imposer la reconnaissance de la ciblette d'interaction interdit l'analyse des collisions très périphériques. Pour contourner ce problème, une autre analyse des données 1996 a également été entreprise dans la collaboration. Elle consiste à profiter de la statistique importante des données et de l'excellente qualité du faisceau utilisé en 1996 pour ne pas requérir l'identification de la ciblette d'interaction. Afin d'éliminer d'éventuels événements parasites ne provenant pas de la cible, la corrélation correcte entre l'énergie transverse et l'énergie à

zéro degré est demandée. Cette coupure consiste à rejeter toute collision pour laquelle le point (E_T^0,E_{ZDC}) est en dehors d'un contour délimité par deux écarts standards par rapport à la distribution totale des événements dans ce plan [50]. Pour ce lot de données, quinze intervalles d'énergie transverse ont été définis, et sont reportés dans le tableau 14.

	$E_{T\,1}^0$	$E_{T\,2}^0$	$E_{T\,3}^0$	$E_{T\,4}^0$	$E_{T\,5}^0$
zone de E_T^0 (GeV)	$4 \rightarrow 18$	$18 \rightarrow 25$	$25 \rightarrow 434$	$34 \rightarrow 43$	$43 \rightarrow 48$
$<E_T^0>$ (GeV)	12.5	22.4	29.8	38.1	45.5
	$E_{T\,6}^0$	$E_{T\,7}^0$	$E_{T\,8}^0$	$E_{T\,9}^0$	$E_{T\,10}^0$
zone de E_T^0 (GeV)	$48 \rightarrow 55$	$55 \rightarrow 62$	$62 \rightarrow 69$	$69 \rightarrow 75$	$75 \rightarrow 83$
$<E_T^0>$ (GeV)	52.2	58.8	65.4	72.1	78.7
	$E_{T\,11}^0$	$E_{T\,12}^0$	$E_{T\,13}^0$	$E_{T\,14}^0$	$E_{T\,15}^0$
zone de E_T^0 (GeV)	$83 \rightarrow 89$	$89 \rightarrow 97$	$97 \rightarrow 107$	$107 \rightarrow 115$	$115 \rightarrow 130$
$<E_T^0>$ (GeV)	85.3	92.7	101.8	110.4	121.7

Tableau 14: Limites des intervalles en énergie transverse utilisés, et valeurs moyennes correspondantes, pour les données de 1996 seulement, dans l'analyse effectuée sans imposer la reconnaissance de la ciblette d'interaction.

Cette analyse en 15 intervalles de E_T^0 n'est possible que pour le J/ψ et pour le continuum de masse $2.1 \leq M \leq 2.7$ GeV/c^2, du fait de la faible statistique des autres contributions. Les valeurs de $< P_T >$ et $< P_T^2 >$ obtenues pour les collisions Pb-Pb subdivisées en 15 zones de E_T^0 sont regroupées dans le tableau 15. Elles concernent les données de 1996 uniquement, sélectionnées sans imposer la reconnaissance de ciblette, mais en imposant la corrélation (E_T^0,E_{ZDC}). L'ensemble de ces résultats en 5 et 15 intervalles de E_T^0 est présenté sur la figure 33. La première chose à remarquer sur cette figure est le bon accord observé entre les deux types d'analyse (cumul des données de 1995 et 1996, en 5 intervalles avec sélection de cible, et données de 1996 en 15 intervalles sans sélection) pour le continuum de masse $2.1 < M < 2.7$ GeV/c^2 et le J/ψ. Pour ces deux contributions, une nette augmentation de $< P_T^2 >$ avec E_T^0 est visible, suivie d'une saturation dans le cas du J/ψ.

Ce comportement est comparé aux prévisions de différents auteurs [46, 47] sur la figure 34. Comme pour les collisions S-U, le premier modèle [46] considère l'effet de la simple diffusion des partons dans la voie d'entrée. L'autre comparaison [47] comporte

les deux hypothèses : avec ou sans création d'un milieu déconfiné. Aucune des deux hypothèses ne semble convenablement reproduire les données. Cependant, nous verrons par la suite que les valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ dépendent fortement de l'énergie du faisceau utilisé, et que cette dépendance n'a pas été prise en compte dans ces calculs théoriques [46, 47, 51].

Une légère augmentation est observée pour les événements de type Drell-Yan, et les importantes erreurs statistiques des données du ψ' ne permettent pas de dégager une conclusion claire.

	2.1< M <2.7 GeV/c^2		J/ψ	
	$< P_T >$	$< {P_T}^2 >$	$< P_T >$	$< {P_T}^2 >$
$E_{T\,1}^0$	0.82 ±0.03	0.87 ±0.04	1.08 ±0.01	1.51 ±0.02
$E_{T\,2}^0$	0.83 ±0.03	0.90 ±0.04	1.10 ±0.02	1.59 ±0.03
$E_{T\,3}^0$	0.86 ±0.03	1.02 ±0.05	1.11 ±0.02	1.62 ±0.03
$E_{T\,4}^0$	0.87 ±0.03	1.03 ±0.05	1.14 ±0.02	1.69 ±0.03
$E_{T\,5}^0$	0.86 ±0.03	1.02 ±0.05	1.14 ±0.02	1.68 ±0.03
$E_{T\,6}^0$	0.86 ±0.03	1.02 ±0.05	1.16 ±0.02	1.77 ±0.03
$E_{T\,7}^0$	0.84 ±0.03	0.99 ±0.05	1.18 ±0.02	1.81 ±0.03
$E_{T\,8}^0$	0.88 ±0.04	1.06 ±0.06	1.17 ±0.02	1.77 ±0.03
$E_{T\,9}^0$	0.88 ±0.04	1.07 ±0.06	1.19 ±0.02	1.84 ±0.04
$E_{T\,10}^0$	0.89 ±0.03	1.06 ±0.05	1.20 ±0.02	1.86 ±0.03
$E_{T\,11}^0$	0.90 ±0.04	1.08 ±0.06	1.18 ±0.02	1.82 ±0.04
$E_{T\,12}^0$	0.90 ±0.03	1.13 ±0.05	1.19 ±0.02	1.84 ±0.03
$E_{T\,13}^0$	0.85 ±0.03	1.02 ±0.05	1.19 ±0.02	1.82 ±0.03
$E_{T\,14}^0$	0.89 ±0.04	1.09 ±0.06	1.19 ±0.02	1.84 ±0.04
$E_{T\,15}^0$	0.93 ±0.04	1.18 ±0.08	1.18 ±0.02	1.81 ±0.05
Toutes E_T^0	0.87±0.01	1.04±0.02	1.156±0.005	1.743±0.010

Tableau 15: Valeurs moyennes de P_T (GeV/c) et P_T^2 (GeV/c)^2 correspondant au J/ψ et au continuum de masse $2.1 \leq M \leq 2.7$ GeV/c^2, pour les 15 intervalles d'énergie transverse E_T^0 (collisions Pb-Pb de 1996 uniquement).

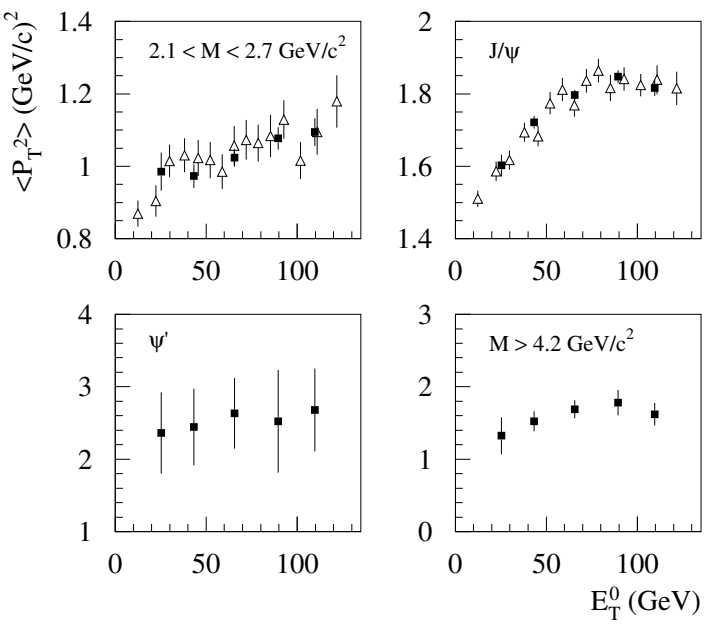

Figure 33: Valeurs de $< P_T^2 >$ en fonction de l'énergie transverse neutre, pour les différents intervalles de masse (collisions Pb-Pb). Les carrés noirs correspondent au cumul des données de 1995 et 1996. Les triangles blancs concernent uniquement les données de 1996, pour lesquelles une sélection différente, permettant d'explorer la région des très basses énergies transverses, a été utilisée.

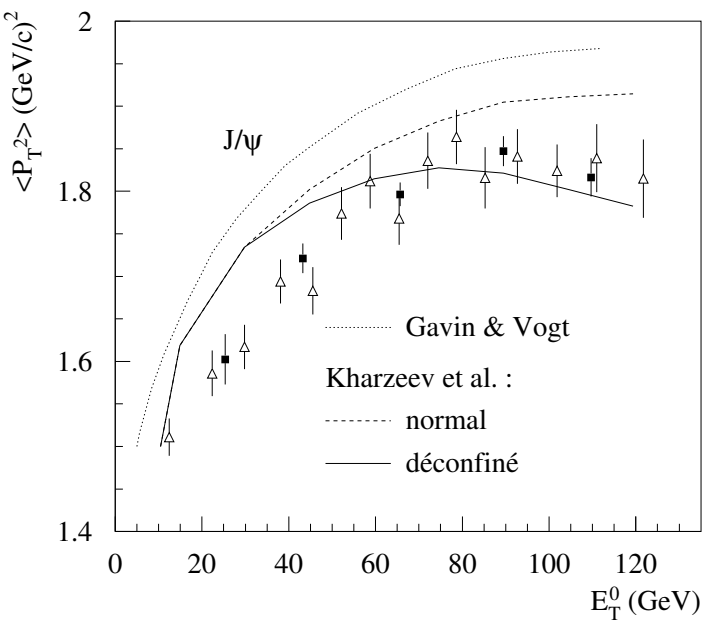

Figure 34: Valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ en fonction de l'énergie transverse neutre (collisions Pb-Pb). La courbe en points correspond au modèle proposé par S. Gavin et R. Vogt [46], et les courbes pleine et en tirets correspondent aux modèles de D. Kharzeev *et al.*, avec et sans formation de plasma respectivement [47]. Il est important de souligner que dans ces calculs, l'impulsion incidente du faisceau de plomb, inférieure à celle du faisceau de soufre (158 au lieu de 200 GeV/c), n'a pas été prise en compte.

6.3 Données p-p et p-d (NA51)

En 1992, une partie de la collaboration NA38 a mené une campagne de mesures de la production de dimuons dans les interactions proton-proton et proton-deuton. Le but de cette expérience (NA51) était de mettre en évidence l'asymétrie d'isospin de la mer de quarks du nucléon. Pour ce faire, les sections efficaces de production de paires de muons par le processus de Drell-Yan ont été mesurées avec une précision importante. L'asymétrie observée entre la section efficace proton-proton σ_{DY}^{pp}, et la section efficace proton-neutron σ_{DY}^{pn} que l'on extrait de ces mesures est : $A_{DY} = \frac{\sigma_{DY}^{pp} - \sigma_{DY}^{pn}}{\sigma_{DY}^{pp} + \sigma_{DY}^{pn}} = -0.09 \pm 0.02(stat.) \pm 0.025(syst.)$. Le rapport des fonctions de structure $\bar{u}/\bar{d}$ que l'on en déduit est $0.51 \pm 0.04(stat.) \pm 0.05(syst.)$ à la valeur de la variable $x = 0.18$ à laquelle est effectuée la mesure. Ce résultat montre clairement une violation de la symétrie d'isospin de la mer du nucléon [42].

Ces données n'avaient jamais été analysées du point de vue des distributions en impulsion transverse. Pour pouvoir les soumettre à la méthode quadri-dimensionnelle de prise en compte des effets d'appareillage, les matrices d'acceptance et d'étalement spécifiques de la configuration expérimentale utilisée ont été calculées. La principale particularité du dispositif était la longueur de la cible (1.2m), et le fait qu'elle n'était pourvue d'aucun détecteur permettant de localiser l'interaction. L'origine supposée des traces est alors l'intersection des trajectoires extrapolées depuis le télescope avant. Cette différence a dû être prise en compte pour reproduire correctement la résolution, beaucoup plus importante que dans le cas des autres données, comme le montre la figure 35 représentant la distribution en masse des événements détectés.

Une autre particularité importante de ces données est une coupure introduite lors de la reconstruction des événements effectuée en 1992. Tout événement ayant une masse inférieure à 1.5 GeV/c^2 avait alors été ignoré à la reconstruction dans le but de réduire le temps de calcul nécessaire à la production des données. Ceci n'avait aucune incidence sur l'étude des événements Drell-Yan pour laquelle ces données avaient été enregistrées. Malheureusement, les études concernant la méthode combinatoire de détermination du bruit de fond (qui n'étaient pas encore réalisées en 1992), ont montré que toute coupure

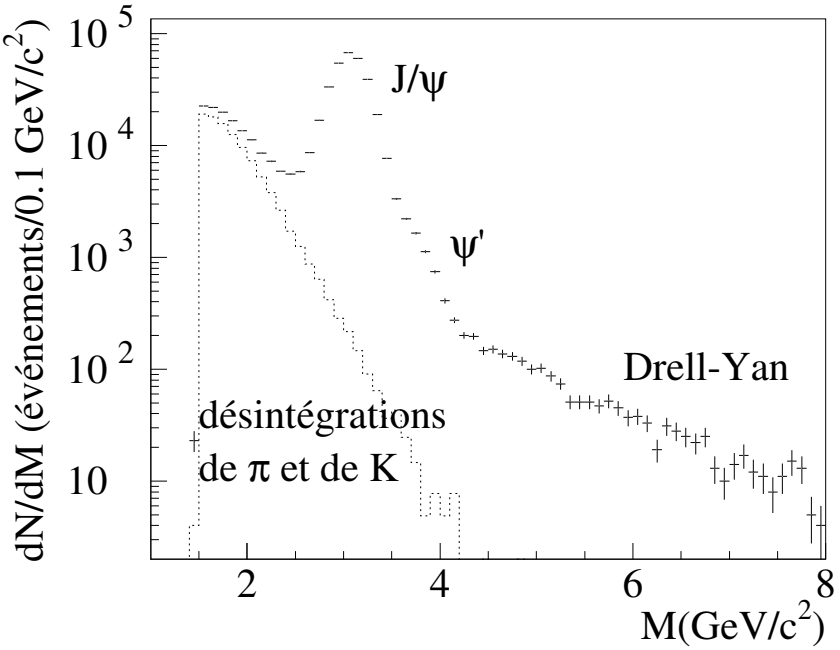

Figure 35: Spectre de masse invariante des dimuons de signes opposés dans les interactions p-p.

sur les paires de même signe avant leur recombinaison en paires $\mu^+\mu^-$ introduit des biais sur l'estimation du bruit de fond [41]. Pour tester la validité du bruit de fond calculé uniquement avec des paires de même signe de masse supérieure à 1.5 GeV/c^2, nous avons employé un bruit de fond simulé de la même façon qu'au paragraphe 5.7. Les paires de même signe, avec et sans coupure en masse, sont utilisées pour calculer les combinaisons, qui sont comparées au bruit de fond exact. Ce test montre que le bruit de fond calculé avec des paires de masse $M > 1.5$ GeV/c^2, est incorrect pour des masses inférieures à 2.5 GeV/c^2. Nous restreindrons donc notre étude aux distributions en P_T des paires de masse $M > 2.5$ GeV/c^2.

Signalons que, bien que la multiplicté des pions et kaons produits dans les interactions p-p soit très faible (quelques unités), le facteur R utilisé pour calculer la norme totale du bruit de fond (voir formule 8, page 36) est pris égal à 1. En effet, la majorité des paires de bruit de fond provient de deux mésons produits dans des événements différents, à cause

de l'intensité très élevée du faisceau utilisé (10^9 protons par seconde). Cet empilement conduit à une multiplicité apparente très élevée, qui justifie le choix de $R = 1$. Il est toutefois à remarquer que le choix de R est d'autant moins important que le bruit de fond représente une très faible contribution sous le pic du J/ψ (de l'ordre de 1%), et que l'étude des masses inférieures à 2.5 GeV/c^2 est de toutes façons impossible pour ce lot de données.

Le résultat de la correction d'appareillage est représenté sur la figure 36 pour la distributions en masse, et 37 pour les distributions en P_T des différentes zones de masse. La zone de masse utilisée pour corriger la distibution du J/ψ de la contribution du continuum est $2.5 < M < 2.7$ GeV/c^2 et non $2.1 < M < 2.7$ GeV/c^2 comme précédemment. Les valeurs de $< P_T >$ et $< P_T^2 >$ correspondantes sont reportées dans le tableau 16.

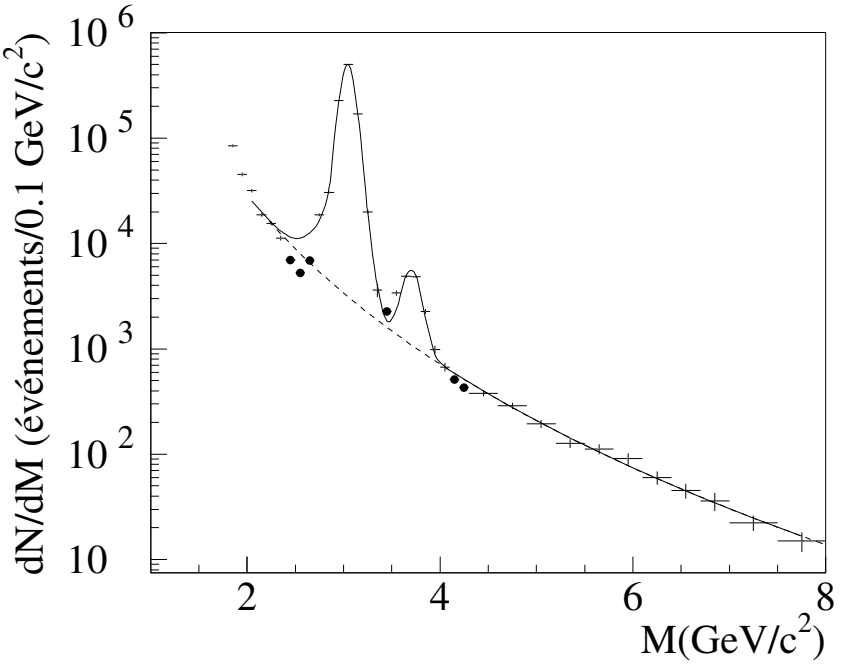

Figure 36: Distribution en masse obtenue après correction des effets d'appareillage (interactions p-p).

Pour toutes les données recueillies dans les interactions d'un faisceau de proton, aucune sélection n'est effectuée en énergie transverse neutre E_T^0 (le calorimètre électromagnétique

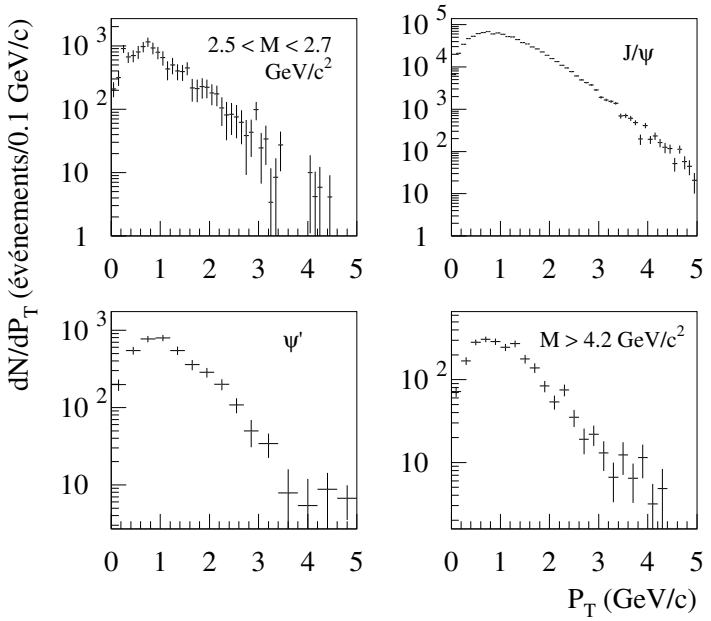

Figure 37: Distributions en P_T des différentes contributions (continuum et résonances) pour les interactions p-p.

	2.5< M <2.7 GeV/c^2		M >4.2 GeV/c^2	
	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$
p-p	1.00 ± 0.06	1.43 ± 0.10	1.16 ± 0.04	1.85 ± 0.10
p-d			1.13 ± 0.04	1.77 ± 0.09
	J/ψ		ψ'	
	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$	$< P_T >$	$< P_T{}^2 >$
p-p	1.105 ±0.004	1.642 ± 0.007	1.20 ± 0.06	1.96 ± 0.12
p-d	1.098 ±0.004	1.628 ± 0.007	1.23 ± 0.06	2.16 ± 0.13

Tableau 16: Valeurs moyennes de P_T (GeV/c) et P_T^2 (GeV/c)^2 correspondant aux deux zones du continuum de masse et aux résonances, pour les interactions p-p de l'expérience NA51.

n'est d'ailleurs pas utilisé lors de l'acquisition pour les données p-noyau étudiées au paragraphe suivant, et était même absent de la configuration expérimentale dans le cas de NA51). En effet, les variations de E_T^0 dans les interactions proton-noyau sont le résultat des fluctuations du nombre de collisions nucléon-nucléon, et ne sont pas corrélées au paramètre d'impact de la collision [45].

Les données proton-deuton ont également été analysées par la même méthode. Les distributions elles mêmes ne sont pas présentées dans ce mémoire. Pour ces données, il semble que la soustraction du bruit de fond soit incorrecte même au delà de $M = 2.5$ GeV/c^2, pour une raison qui reste encore à étudier à l'aide des simulations mentionnées plus haut. Cet effet se traduit par une déformation de la distribution en P_T des événements de masse $2.5 < M < 2.7$ GeV/c^2, qui ne comporte plus aucun coup au delà de $P_T = 1.2$ GeV/c. La valeur correspondante de $< P_T^2 >$ n'est donc pas reportée dans le tableau 16, et cela jette également un doute sur le $< P_T^2 >$ du J/ψ (1.628 ± 0.007) pour laquelle la zone $2.5 < M < 2.7$ GeV/c^2 est utilisée pour la prise en compte de la contribution du continuum sous le pic. De plus, il semble que cette contamination par du bruit de fond incorrectement soustrait se poursuive en fait jusque sous le pic du J/ψ, comme le montre une étude dans laquelle la correction de la contribution du continuum est basée sur les événements de masse supérieure à 4.2 GeV/c^2. Dans la suite de ce travail, nous ne retiendrons de ces données p-d que les valeurs obtenues pour le ψ' et pour les masses $M > 4.2$ GeV/c^2.

6.4 Données proton-noyau (NA50)

En plus des expériences utilisant les faisceaux de plomb, la collaboration NA50 a mené récemment une campagne de prise de données en collisions proton-noyau. Ces données devraient permettre d'obtenir une référence précise pour certaines variables mesurées (notamment la production du J/ψ en fonction de l'épaisseur du noyau traversé), dans des conditions où l'on peut exclure l'hypothèse de formation de plasma. Les différentes cibles utilisées pour ces prises de données sont le tungstène en 1996, l'aluminium, le cuivre et l'argent en 1997, et une expérience avec une cible de bérylium vient d'être réalisée début Avril 1998. Seules les données p-W et p-Al sont pour l'instant disponibles pour l'analyse. La configuration expérimentale correspondante, qui comporte notamment une cible épaisse (4.5 cm) unique, a été simulée afin de pouvoir corriger ces données des effets d'appareillage, et les valeurs obtenues pour $< P_T >$ et $< P_T^2 >$ sont regroupées dans le tableau 17. Pour permettre la comparaison avec les données p-p (voir page 60), la zone de continuum de masse inférieure à celle du J/ψ étudiée ici, et utilisée pour corriger la distribution du J/ψ, est $2.5 < M < 2.7$ GeV/c^2, bien que le bruit de fond soit correctement soustrait, et que la zone $2.1 < M < 2.7$ GeV/c^2 soit en principe utilisable.

	$2.5< M <2.7$ GeV/c^2		$M >4.2$ GeV/c^2	
	$< P_T >$	$< P_T^2 >$	$< P_T >$	$< P_T^2 >$
p-Al	0.96 ± 0.05	1.30 ± 0.09	1.15 ± 0.04	1.83 ± 0.10
p-W	0.99 ± 0.05	1.42 ± 0.09	1.23 ± 0.04	2.01 ± 0.10
	J/ψ		ψ'	
	$< P_T >$	$< P_T^2 >$	$< P_T >$	$< P_T^2 >$
p-Al	1.148 ± 0.004	1.773 ±0.008	1.16 ± 0.03	1.76 ± 0.08
p-W	1.213 ± 0.004	1.954 ± 0.009	1.16 ± 0.04	1.84 ± 0.10

Tableau 17: Valeurs moyennes de P_T (GeV/c) et P_T^2 (GeV/c)^2 correspondant aux deux zones du continuum de masse et aux résonances, pour les interactions p-Al et p-W de l'expérience NA50.

Ces résultats montrent en particulier une nette croissance des valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ avec la masse atomique de la cible, depuis les interactions p-p (voir tableau 16, page 63) jusqu'aux interactions p-noyau.

7 Interprétation des résultats

La démarche adoptée dans cette partie consiste à interpréter les résultats obtenus pour le J/ψ dans les interactions proton-noyau et soufre-noyau dans le cadre du modèle de diffusion des partons dans la voie d'entrée exposé au paragraphe 2.3, puis de comparer ce modèle simple aux valeurs obtenues pour les interaction Pb-Pb. Pour cela, il faut tout d'abord connaître les valeurs de la longueur moyenne L de matière nucléaire dans laquelle diffusent les gluons, pour chaque système projectile-cible, et pour les différents paramètres d'impacts sélectionnés dans les interactions noyau-noyau. Nous nous intéresserons ensuite aux valeurs mesurées pour les dimuons issus du processus de Drell-Yan et de la désintégration du ψ'.

7.1 Epaisseur moyenne L traversée par les gluons

Du fait de sa faible section efficace de production (environ 10 à 30 nb/nucléon selon le système considéré), le J/ψ est en moyenne créé au centre (selon l'axe longitudinal) de la zone de recouvrement des noyaux cible et projectile. La demi-longueur de cette zone d'interaction est donc égale à l'épaisseur moyenne de matière nucléaire que doivent traverser les gluons avant de fusionner, mais aussi à l'épaisseur moyenne dans laquelle le J/ψ (ou l'état pré-résonant) subit l'absorption nucléaire après sa formation. Le calcul s'effectue en intégrant la densité nucléaire dans le volume considéré, la dimension longitudinale étant pondérée par la probabilité de former un J/ψ qui est elle-même proportionnelle au nombre local de collisions nucléon-nucléon. Je reprendrai ici l'ensemble des valeurs déterminées par nos collègues de l'Ecole Polytechnique [43], et qui sont calculées comme suit :

$$L_{p-A} = \frac{1}{\rho_0} \left\{ \int d^2S_A \left[\frac{(A-1)}{2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\overrightarrow{S_A}, z_A) dz_A \right)^2 \right] \right\}$$

pour les collisions p-A, et :

$$\begin{aligned} L_{A-B} = \frac{1}{\rho_0} \quad & \times \quad \int d^2S_r \left[\int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\overrightarrow{S_r}, z_A) dz_A \int_{-\infty}^{\infty} \rho_B(\overrightarrow{b} - \overrightarrow{S_r}, z_B) dz_B \right] \\ & \times \quad \frac{1}{2} \left[(A-1) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\overrightarrow{S_r}, z_A) dz_A + (B-1) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_B(\overrightarrow{b} - \overrightarrow{S_r}, z_B) dz_B \right] \end{aligned}$$

dans le cas des collisions A-B. Dans ces formules, ρ_0 est la densité nucléaire moyenne, S représente l'élément de surface transverse d'intégration (S_A : surface de la cible pour les

interactions p-A, ou S_r : surface de recouvrement entre le projectile et la cible dans le cas des collisions A-B), b est le paramètre d'impact. Les densités nucléaires ρ_A et ρ_B sont de la forme :

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + wr^2/c^2}{1 + \exp{(r^2 - c^2)/z^2}}$$

L'ensemble des valeurs est présenté dans le tableau 18 pour les collisions proton-noyau, et dans le tableau 19 pour les collisions noyau-noyau étudiées. Les valeurs concernant les différents intervalles de E_T^0 utilisés pour les interactions Pb-Pb sont regroupées dans le tableau 20. Ces valeurs correspondent à un choix de $\rho_0 = 0.17$ fm^{-3}.

collisions	p-p	p-d	p-Al	p-Cu	p-W	p-Pt	p-U
L (fm)	0	0.1	1.89	2.62	3.94	4.3	4.57

Tableau 18: Valeurs de L utilisées pour les collisions proton-noyau.

collisions	O-Cu	O-U	S-U	Pb-Pb
	L (fm)	L (fm)	L (fm)	L (fm)
$E_{T\,1}^0$			5.06±0.47	6.94±0.49
$E_{T\,2}^0$			6.01±0.45	7.98±0.36
$E_{T\,3}^0$			6.72±0.41	8.86±0.30
$E_{T\,4}^0$			7.28±0.40	9.43±0.17
$E_{T\,5}^0$			7.64±0.32	9.71±0.15
$Toutes\ E_T^0$	3.98	5.92	6.49	8.57

Tableau 19: Valeurs de L utilisées pour les collisions noyau-noyau.

collisions Pb-Pb					
	L (fm)		L (fm)		L (fm)
$E_{T\,1}^0$	4.9±0.7	$E_{T\,6}^0$	8.2±0.2	$E_{T\,11}^0$	9.2±0.2
$E_{T\,2}^0$	6.2±0.4	$E_{T\,7}^0$	8.4±0.2	$E_{T\,12}^0$	9.4±0.1
$E_{T\,3}^0$	7.0±0.3	$E_{T\,8}^0$	8.7±0.2	$E_{T\,13}^0$	9.5±0.1
$E_{T\,4}^0$	7.5±0.3	$E_{T\,9}^0$	8.9±0.2	$E_{T\,14}^0$	9.6±0.1
$E_{T\,5}^0$	7.9±0.2	$E_{T\,10}^0$	9.1±0.2	$E_{T\,15}^0$	9.7±0.1

Tableau 20: Valeurs de L utilisées pour les 15 intervalles d'énergie transverse de l'analyse des données Pb-Pb de 1996.

7.2 Analyse des résultats expérimentaux obtenus pour le J/ψ

La première comparaison concerne les valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ obtenues dans les interactions proton-noyau à 450 GeV/c. La figure 38 représente les trois valeurs correspondant aux données p-p, p-Al et p-W, en fonction de l'épaisseur de matière traversée. Dans le cadre du modèle de diffusion des partons dans la voie d'entrée, l'ajustement de ces points par une droite permet d'extraire les deux paramètres de l'équation 1 :

$$< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}} = 1.637 \pm 0.007 \ \ (\mathrm{GeV/c})^2$$

et

$$\rho_0 \sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN} = 0.079 \pm 0.003 \ \ (\mathrm{GeV/c})^2 \mathrm{fm}^{-1}$$

Nous constatons que l'ajustement n'est pas parfait, puisqu'il possède un χ^2 de 2.9. La mauvaise qualité de cet ajustement est difficile à comprendre, car dans une première analyse correspondant à une sélection d'événements moins stricte, le χ^2 obtenu était de l'ordre de 0.5, pour les mêmes valeurs des deux paramètres. La sélection plus stricte[3] introduite par la suite est cependant nécessaire, comme le montrent les autres études réalisées sur ces mêmes données [52]. Ce mauvais ajustement accidentel sera considéré comme correct dans la suite de cette étude (notons qu'il n'y a ici que trois points, ce qui rend la valeur du χ^2 peu discriminante : $P(\chi^2 \geq 2.9) \approx 10\%$ pour 1 degré de liberté).

La même analyse peut être faite avec les valeurs obtenues pour l'ensemble des données à 200 GeV/c par la collaboration NA38, en ne considérant dans un premier temps que les valeurs intégrées en E_T^0, c'est-à-dire sans sélection en paramètre d'impact. Les points considérés concernent les collisions p-Cu, p-U, O-Cu et O-U [18, 30]. La collaboration NA38 n'a jamais mesuré la production de dimuons dans les interactions p-p à 200 GeV/c, mais nous pouvons cependant inclure dans cette analyse deux valeurs de $< P_T^2 >$ mesurées à cette énergie pour le J/ψ en collisions p-p et p-Pt par l'expérience NA3 [53] : $< P_T^2 >_{p-p}^{J/\psi} = 1.23 \pm 0.05$, et $< P_T^2 >_{p-Pt}^{J/\psi} = 1.57 \pm 0.03$. La figure 39 montre que l'ajustement

[3] sans rentrer dans les détails, il s'agit d'une coupure qui rejette des événements pour lesquels le produit de la distance des traces (extrapolées depuis le télescope avant) à l'axe du faisceau par l'impulsion des muons est trop importante au niveau de la cible. Cette coupure dite "pdtarg" permet de rejeter des événements ne provenant pas de la région cible. Elle est d'autant plus importante que pour les prises de données proton-noyau, aucun système d'identification du vertex n'est utilisé.

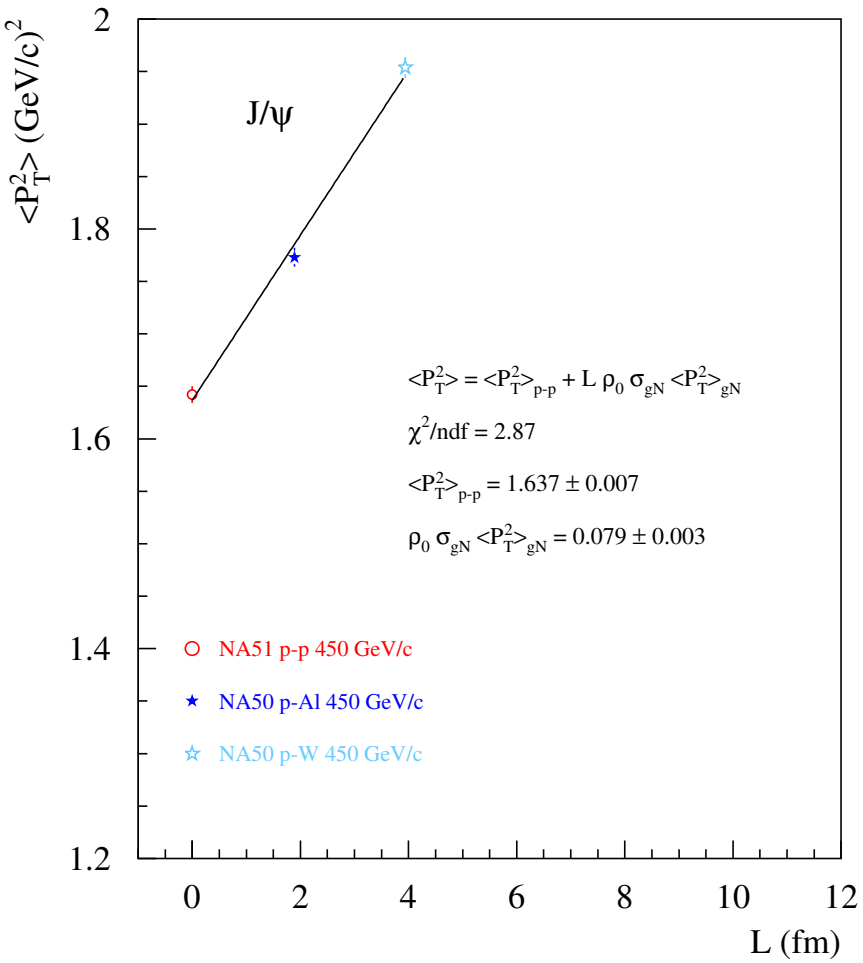

Figure 38: Valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ, ajustées à l'aide d'une droite dans le cadre du modèle de diffusion des partons dans la voie d'entrée.

linéaire reproduit bien les données ($\chi^2 = 1.31$), avec une valeur de la pente compatible avec celle obtenue pour les interactions p-noyau à 450 GeV/c (figure 38), mais avec une ordonnée à l'origine très différente :

$$< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}} = 1.20 \pm 0.04 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

et

$$\rho_0 \sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN} = 0.081 \pm 0.007 \quad (\mathrm{GeV/c})^2 \mathrm{fm}^{-1}$$

La forte dépendance de $< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}}$ vis-à-vis de l'énergie du faisceau justifie le choix d'analyser séparément les données acquises à 450, 200 et 158 GeV/c par nucléon. La valeur $< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}} = 1.20 \pm 0.04$, qui prend en compte tous les autres points, est compatible avec la mesure de NA3. Par contre, la valeur de $\rho_0 \sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN}$, qui pourrait *a priori* dépendre de l'énergie du faisceau, est compatible avec celle obtenue à 450 GeV/c.

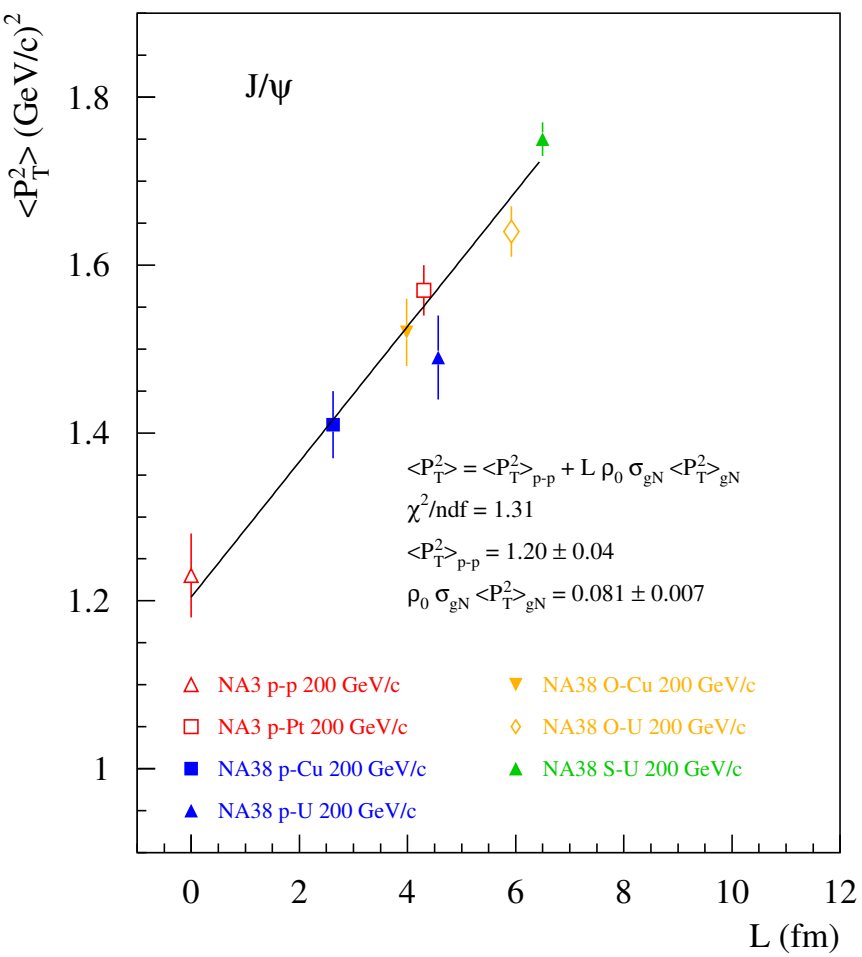

Figure 39: Ajustement des valeurs de $< P_T^2 >$ obtenues pour le J/ψ pour une énergie incidente de 200 GeV. Les points p-p et p-Pt n'ont pas été mesurés par NA38, mais par l'expérience NA3 [53].

Nous pouvons profiter de la sélection des données S-U en différents intervalles de

paramètre d'impact pour développer le point S-U en cinq points correspondant à des longueurs différentes (voir tableau 19). Un nouvel ajustement, représenté sur la figure 40, donne les valeurs suivantes :

$$< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}} = 1.20 \pm 0.03 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

$$\rho_0 \sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN} = 0.079 \pm 0.005 \quad (\mathrm{GeV/c})^2 \mathrm{fm}^{-1}$$

Nous constatons que les valeurs obtenues sont similaires aux précédentes, et que l'ensemble des points est bien représenté par la droite obtenue. Celà montre que, dans la précision de nos mesures, aucun effet supplémentaire n'est nécessaire pour reproduire les données S-U. Ceci n'est pas surprenant, compte-tenu de l'accord entre ces valeurs et les calculs théoriques plus précis, basés sur ce même effet de diffusion des gluons [46, 47], déjà observé sur la figure 29 (voir page 51).

Il s'agit maintenant de savoir si ce simple modèle reproduit également les données obtenues en collisions Pb-Pb. Pour cela, deux ajustements séparés sont réalisés sur les données Pb-Pb en 5 et 15 intervalles de E_T^0. Nous ne disposons en effet d'aucun autre lot de données à 158 GeV/c que nous pourrions inclure dans cette analyse. Ces ajustements sont représentés sur la figure 41. Les valeurs obtenues pour les paramètres de l'ajustement sont, pour 5 et 15 intervalles respectivement :

$$< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}} = 1.06 \pm 0.09 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

$$\rho_0 \sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN} = 0.082 \pm 0.010 \quad (\mathrm{GeV/c})^2 \mathrm{fm}^{-1}$$

et

$$< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}} = 1.12 \pm 0.04 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

$$\rho_0 \sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN} = 0.076 \pm 0.005 \quad (\mathrm{GeV/c})^2 \mathrm{fm}^{-1}$$

Les deux ajustements sont donc compatibles entre eux dans les erreurs (notons que du point de vue statistique, les deux lots de données ne sont pas indépendants puisqu'une partie des événements qui composent l'un est contenue dans l'autre).

La valeur de $\rho_0 \sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN}$ est de nouveau compatible avec les valeurs obtenues pour 450 et 200 GeV/c, ce qui n'est pas le cas pour $< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}}$.

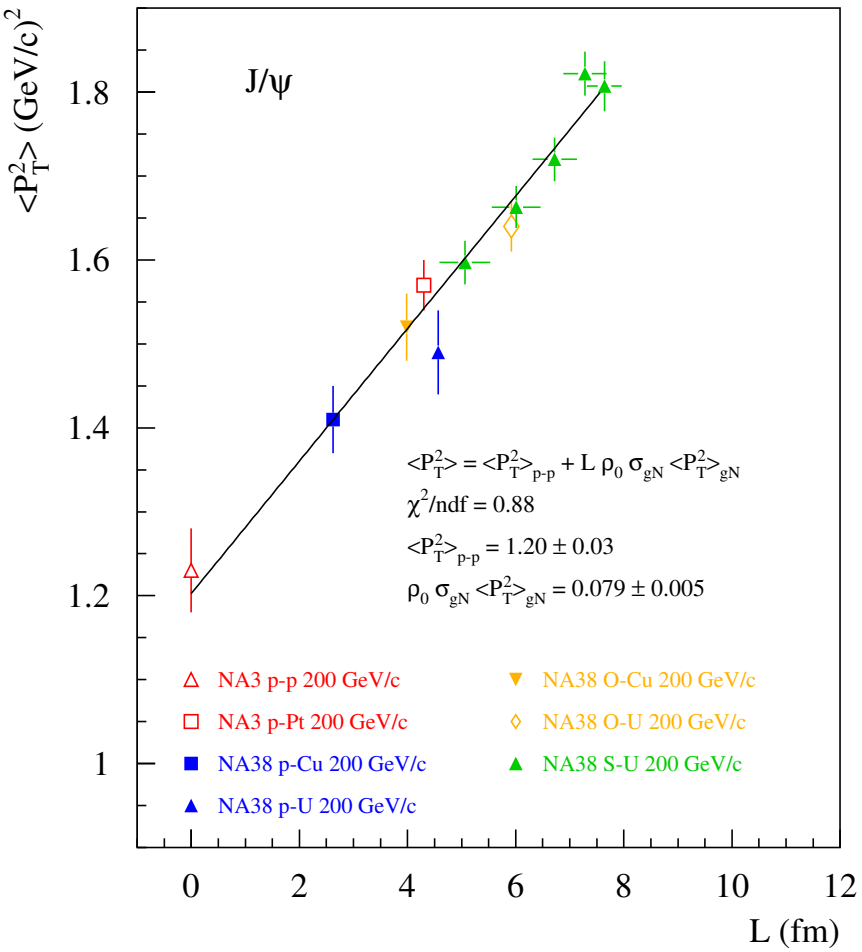

Figure 40: Ajustement des valeurs de $< P_T^2 >$ obtenues pour le J/ψ pour une énergie incidente de 200 GeV. Ls points S-U sont ici représentés pour les cinq intervalles d'énergie transverse E_T^0, correspondant à cinq valeurs différentes de L.

Puisqu'il semble que seule la valeur de $< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}}$ dépende de l'énergie incidente, nous pouvons extraire la pente $\rho_0 \sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN}$ avec une meilleure précision statistique en effectuant un ajustement simultané des données à 450 et 200 GeV/c. Pour pouvoir les comparer avec le résultat obtenu, les données Pb-Pb ne doivent pas être incluses dans cet ajustement, représenté sur la figure 42. Une pente commune est imposée pour les deux énergies, et les ordonnées à l'origine des deux droites sont des paramètres libres.

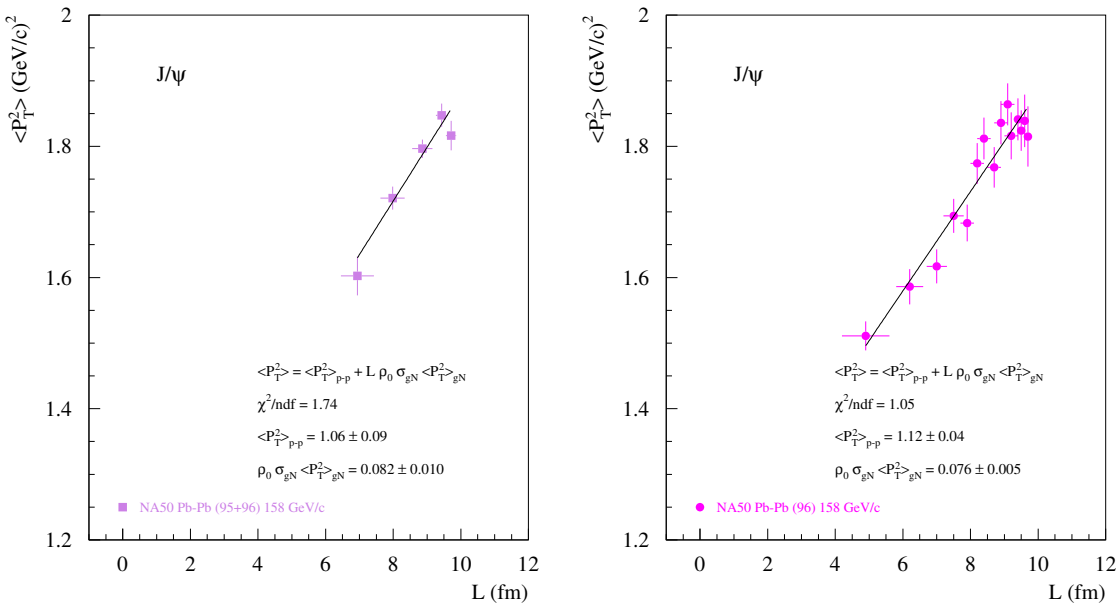

Figure 41: Ajustement des données Pb-Pb réparties en 5 (cumul des données de 1995 et 1996 avec sélection cible) et 15 (données de 1996 sans sélection cible) intervalles de E_T^0.

L'ajustement est bon, et conduit aux résultats suivants :

$$< P_T^2 >_{p-p}^{450\ \mathrm{GeV/c}} = 1.636 \pm 0.007 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

$$< P_T^2 >_{p-p}^{200\ \mathrm{GeV/c}} = 1.21 \pm 0.02 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

$$\rho_0 \sigma_{gN} < P_T^2 >_{gN} = 0.079 \pm 0.003 \quad (\mathrm{GeV/c})^2 \mathrm{fm}^{-1}$$

La valeur de la pente ainsi obtenue peut alors être imposée dans un ajustement des données Pb-Pb. Le lot choisi est l'ensemble des 15 intervalles de E_T^0 des données de 1996, afin de mieux voir une éventuelle déviation par rapport à la droite. La valeur de $< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}}$ déduite de l'ajustement est :

$$< P_T^2 >_{p-p}^{158\ \mathrm{GeV/c}} = 1.10 \pm 0.01 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

Comme nous pouvons le voir sur la figure 43, l'ajustement est correct ($\chi^2 = 1$), et il semble qu'aucun effet supplémentaire ne soit nécessaire pour reproduire les valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ observées dans les données Pb-Pb.

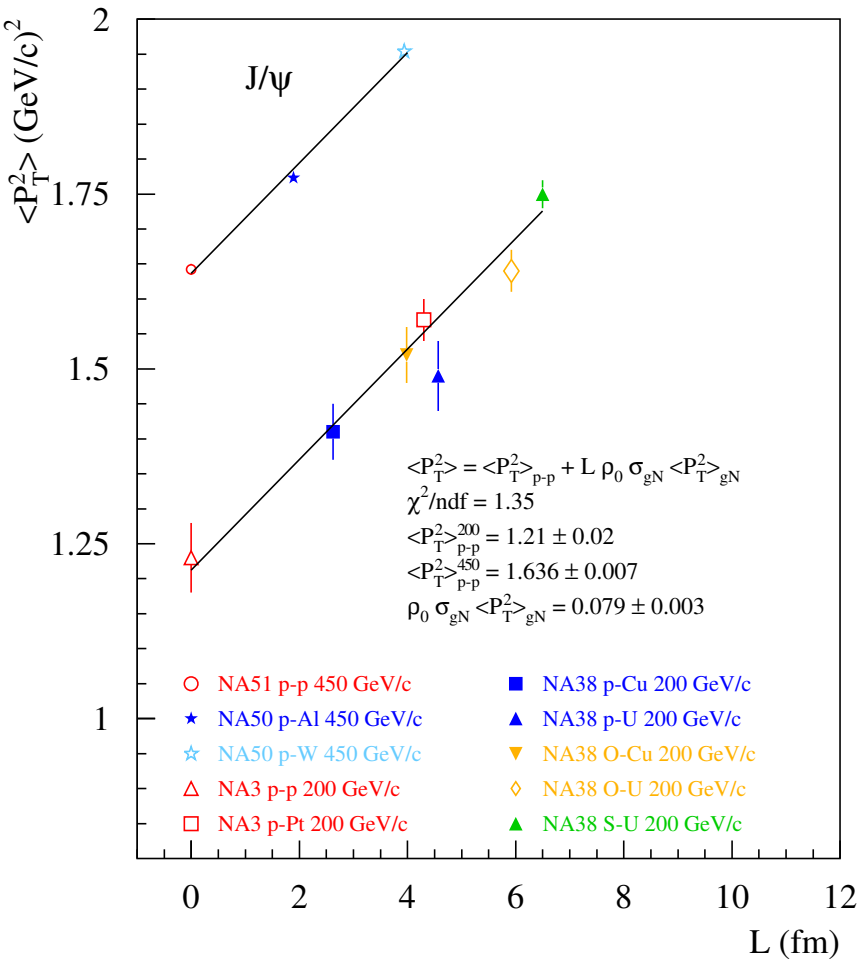

Figure 42: Ajustement simultané des valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ obtenues à 450 et 200 GeV/c. Une pente identique est imposée pour les deux droites.

L'ensemble des points, ainsi que les ajustements finaux, sont représentés sur la figure 44.

A titre indicatif, les trois valeurs de $< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}}$ résultant des ajustements à 450, 200 et 158 GeV/c par nucléon sont représentées sur la figure 45 en fonction de $\sqrt{s}$, l'énergie totale dans le centre de masse nucléon-nucléon. Il semble qu'une dépendance linéaire entre ces deux quantités reproduise correctement les données, comme le montre l'ajustement réalisé à l'aide d'une droite de pente $a = 0.045 \pm 0.002$ GeV/c^2, et d'ordonnée à l'origine

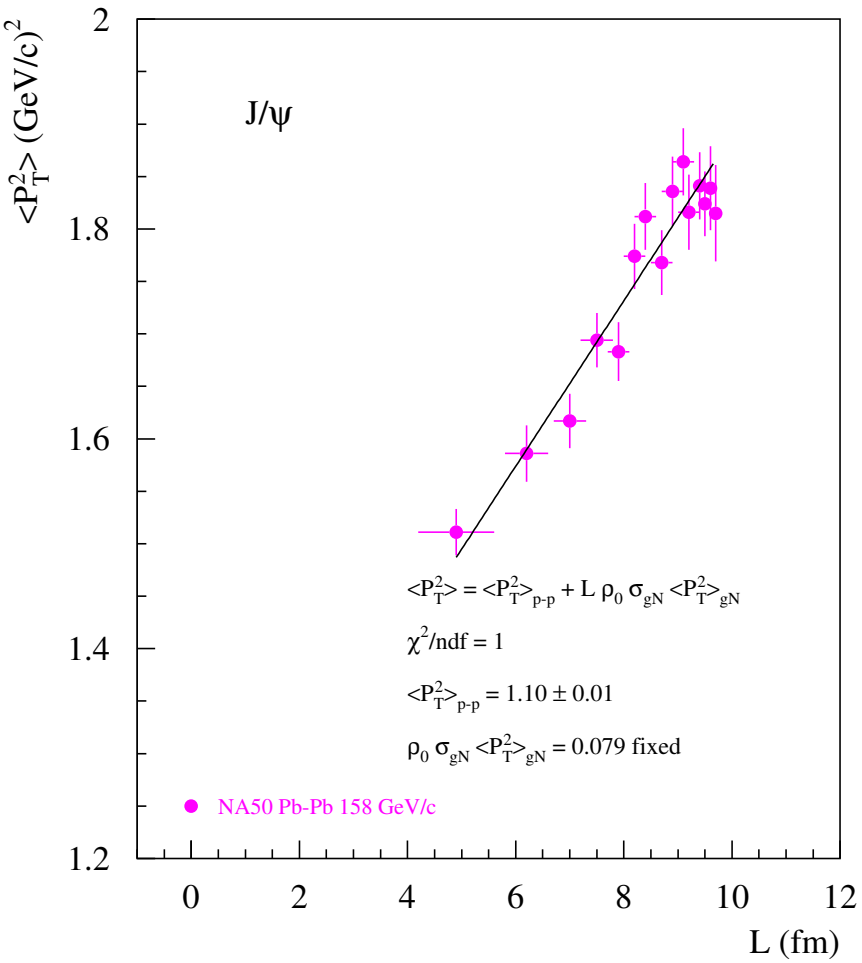

Figure 43: Ajustement des $< P_T^2 >$ du J/ψ observé dans les données Pb-Pb. La pente de la droite est fixée à la valeur déteminée précédemment sur les données à 450 et 200 GeV/c.

$b = 0.33 \pm 0.04$ (GeV/c)^2. Nous pouvons comparer cette variation des $< P_T^2 >$ du J/ψ en fonction de $\sqrt{s}$ à celle observée dans les interactions pion-proton à trois énergies différentes par l'expérience NA3 [53]. Un ajustement similaire de ces données π-p conduit à une valeur de la pente compatible : $a = 0.048 \pm 0.012$. Ces trois valeurs, mesurées à 150, 200 et 280 GeV/c se situent en effet sur une droite parallèle à la précédente, et décalée d'environ 0.1 (GeV/c)^2 en ordonnée par rapport aux interactions proton-proton.

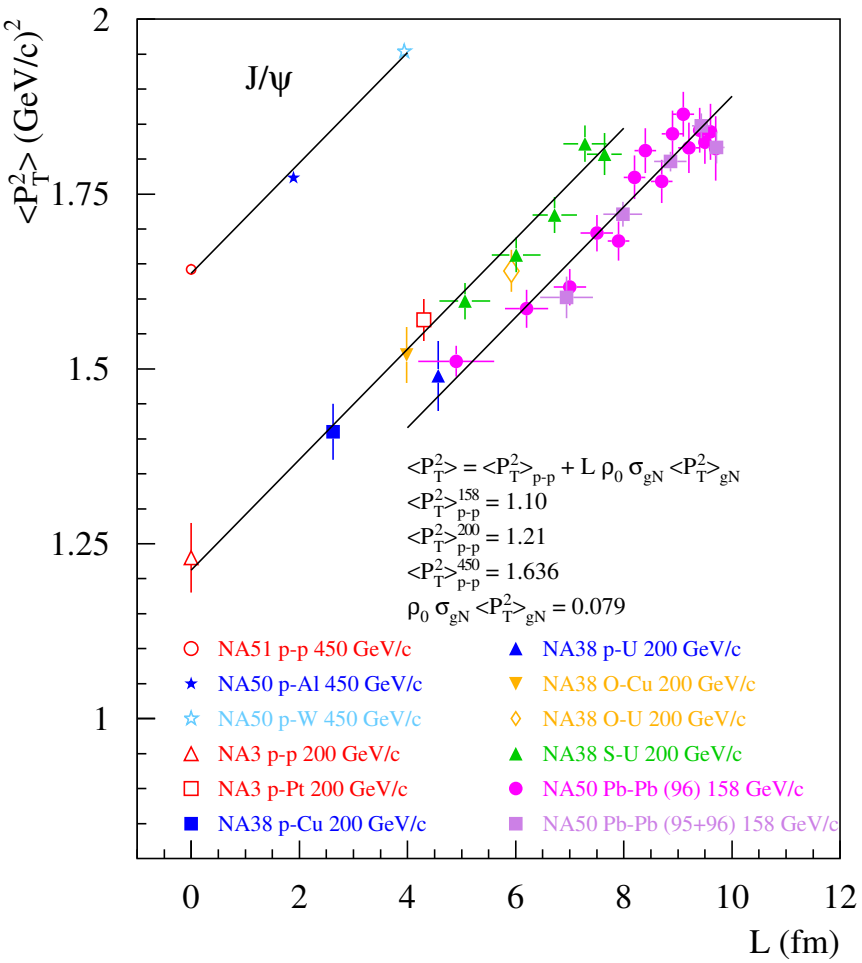

Figure 44: Valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ pour l'ensemble des données étudiées, et comparaison avec les droites représentant le modèle de diffusion des partons dans la voie d'entrée.

Nous pouvons maintenant reprendre la comparaison de la figure 34, page 59, en introduisant la dépendance en $\sqrt{s}$ des valeurs de $< P_T^2 >$, qui n'a pas été prise en compte par les calculs théoriques [46, 47, 51]. Pour prendre en compte le fait que les données Pb-Pb ont été mesurées à 158 GeV/c par nucléon (et non 200), nous utilisons les valeurs déduites précédemment :

$$< P_T^2 >_{p-p}^{200\ \mathrm{GeV/c}} = 1.21 \pm 0.02 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

$$< P_T^2 >_{p-p}^{158\ \mathrm{GeV/c}} = 1.10 \pm 0.01 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

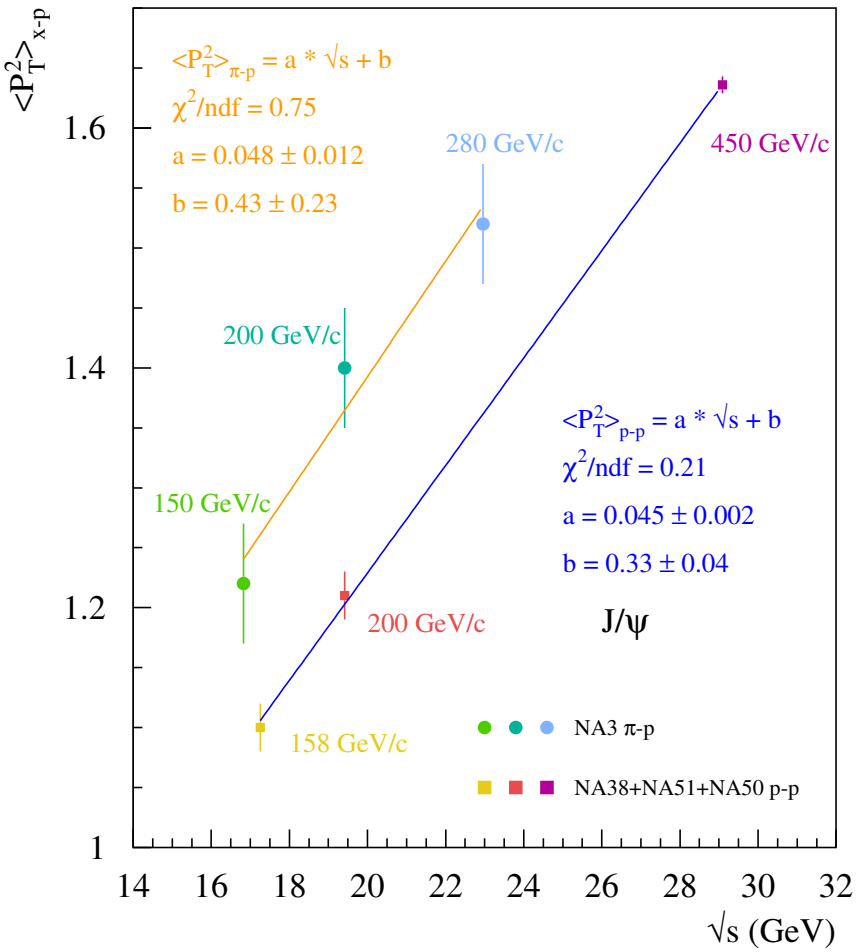

Figure 45: Variation de $< P_T^2 >_{p-p}^{c\bar{c}}$ avec $\sqrt{s}$, l'énergie totale disponible dans le centre de masse nucléon-nucléon. La variation que nous avons mesurée est comparée à celle observée dans les interactions π-p par l'expérience NA3 [53].

et nous soustrayons $1.21 - 1.10 = 0.11$ (GeV/c)^2 à l'ensemble des courbes théoriques. La nouvelle comparaison est représentée sur la figure 46. Nous constatons cette fois que les deux courbes ne faisant pas appel à la formation du plasma reproduisent raisonnablement les données, et que la courbe correspondant à la création d'une zone déconfinée semble exclue.

Le résultat de cette étude des valeurs carrées moyennes de l'impulsion transverse des

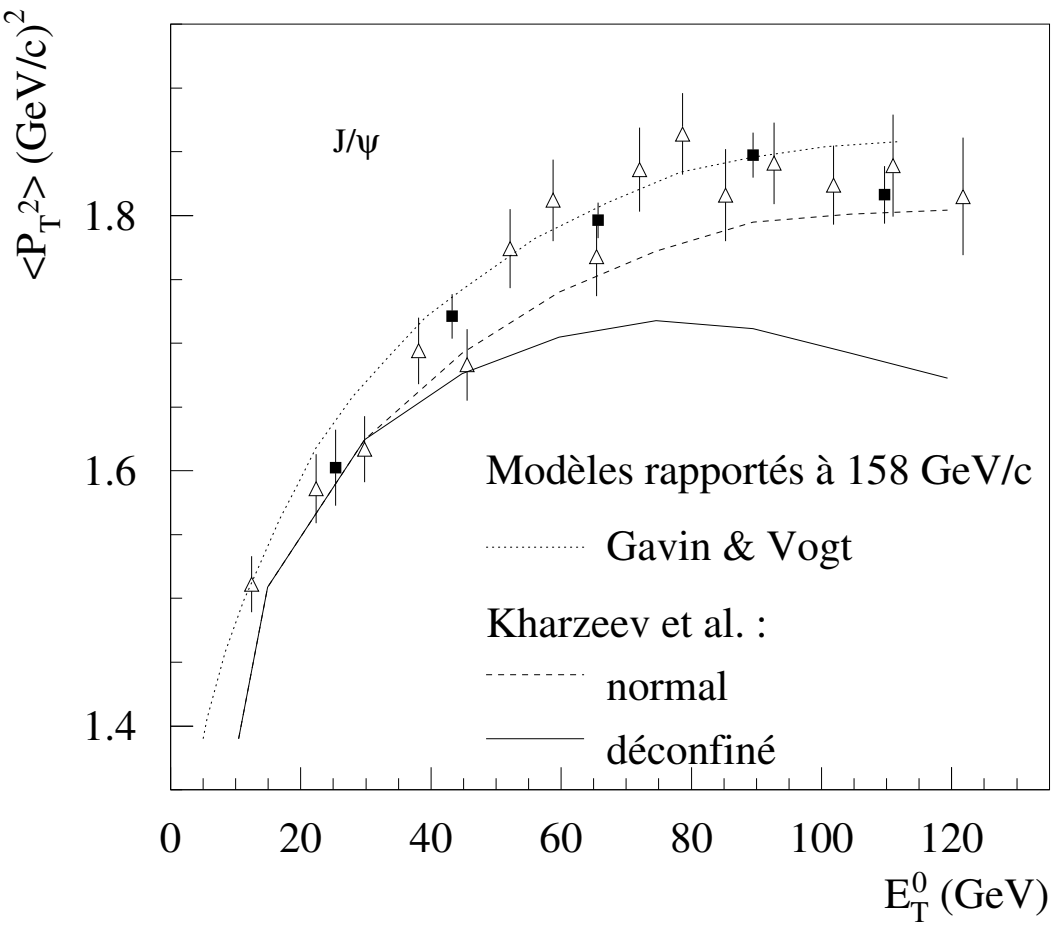

Figure 46: Valeurs de $< P_T^2 >$ du J/ψ en fonction de l'énergie transverse neutre E_T^0 (collisions Pb-Pb). Les trois courbes ont été décalées vers le bas de 0.11 (GeV/c)^2 par rapport à la figure 34 (voir page 59) afin de tenir compte de l'énergie incidente du faisceau de plomb de NA50, plus faible que celle du faisceau de soufre utilisé par NA38.

J/ψ produits dans les interactions Pb-Pb est qu'aucun autre effet que l'augmentation de $< P_T^2 >$ dû à la diffusion des gluons dans la voie d'entrée n'est visible dans les données.

En particulier, ni un accroissement plus important de $< P_T^2 >$ avec E_T^0 (qui pourrait découler d'un effet d'écran de couleur dans le plasma), ni une diminution de ces mêmes $< P_T^2 >$ aux grandes énergies transverses (qui pourrait résulter de la dissociation des J/ψ par des gluons déconfinés dans la partie la plus centrale de la zone d'interaction) n'est

observable dans cette analyse. Il semble difficile de croire qu'une exacte compensation des ces deux processus conduise de façon fortuite à une absence d'effet visible alors que les causes seraient toutes deux présentes.

La conclusion la plus plausible est donc que le mécanisme responsable de la suppression anormale du J/ψ observée par l'expérience NA50 n'a pas d'effet sur les distributions en impulsion transverse des J/ψ survivants. Ceci est en contradiction avec les modèles de suppression du J/ψ dans le plasma proposés jusqu'à présent.

7.3 Résultats obtenus pour les dimuons issus du processus de Drell-Yan

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3, dans le cas du processus de Drell-Yan, les quarks doivent subir eux aussi des diffusions multiples dans la matière nucléaire, conduisant à un accroissement de la valeur de $< P_T^2 >$ avec l'épaisseur L selon la loi linéaire :

$$< P_T^2 >^{DY} = < P_T^2 >_{N-N}^{DY} + L\rho_0\sigma_{qN} < P_T^2 >_{qN} \qquad (9)$$

où $N-N$ signifie "nucléon-nucléon" puisque cette valeur peut dépendre de l'isospin. De plus, la section efficace de diffusion quark-nucléon est supposée être les 4/9 de la section efficace gluon-nucléon : $\sigma_{qN} = \frac{4}{9}\sigma_{gN}$[14]. Il semble donc intéressant d'effectuer sur les dimuons de masse supérieure à 4.2 GeV/c^2 le même type d'analyse des valeurs de $< P_T^2 >$ que pour le J/ψ. L'ensemble des valeurs disponibles est représenté en fonction de L sur la figure 47. Pour l'énergie incidente de 200 GeV, seul le point S-U intégré en E_T^0 est utilisable, car les autres données de NA38 ne possédaient pas la statistique suffisante pour pouvoir étudier les dimuons de hautes masses, et les différents intervalles de E_T^0 des données S-U n'apportent pas d'information, pour la même raison de statistique. Un ajustement des points mesurés à 450 GeV/c conduit aux valeurs suivantes :

$$< P_T^2 >_{N-N} = 1.75 \pm 0.08 \quad (\mathrm{GeV/c})^2$$

$$\rho_0\sigma_{qN} < P_T^2 >_{qN} = 0.061 \pm 0.033 \quad (\mathrm{GeV/c})^2\mathrm{fm}^{-1}$$

Dans cet ajustement, le point p-d à 450 GeV/c est pris en compte, et non le point p-p, le contenu en isospin du proton étant trop différent de celui des autres cibles. Malheureusement, les erreurs statistiques sont ici tellement importante que l'on ne peut que constater

que la valeur obtenue pour $\rho_0 \sigma_{qN} < P_T^2 >_{qN}$ est tout juste compatible dans les erreurs avec $\frac{4}{9} 0.079 = 0.035$, sans que l'on puisse en tirer de conclusion plus intéressante.

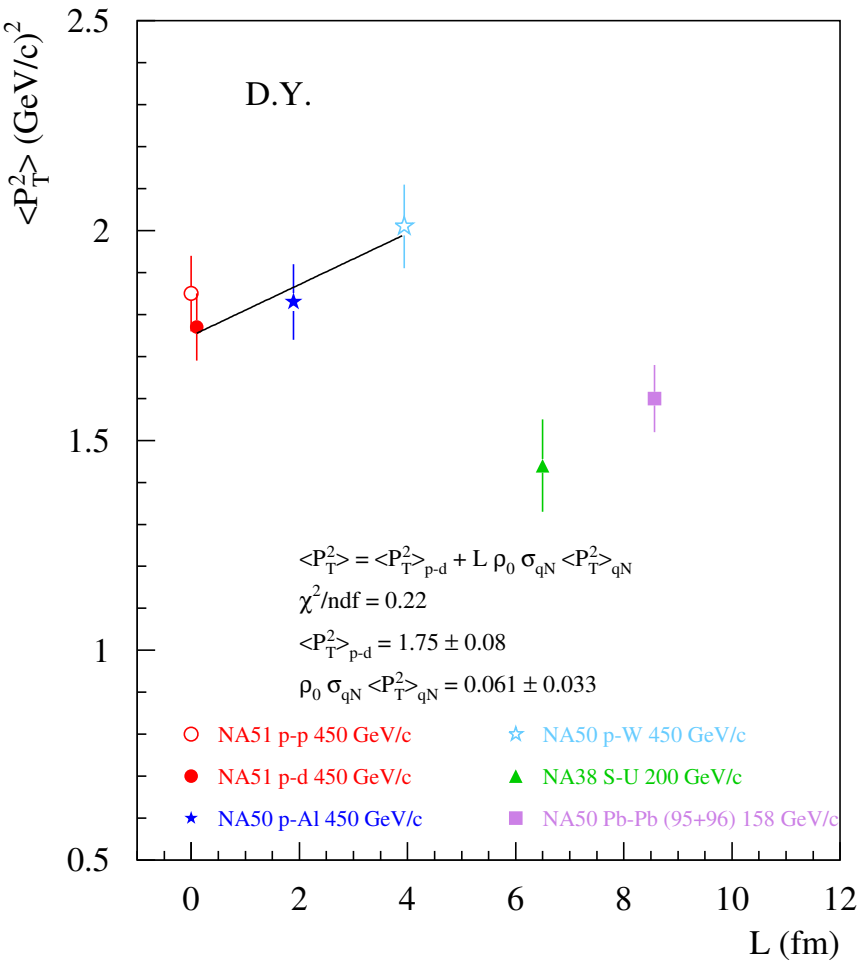

Figure 47: Ensemble des valeurs de $< P_T^2 >$ obtenues pour les dimuons de masse supérieure à 4.2 GeV/c^2.

7.4 Résultats obtenus pour les dimuons du ψ'

L'ensemble des résultats obtenus pour le ψ' est représenté sur la figure 48. Malgré les erreurs statistiques très importantes, l'allure génerale de ces points est incompatible avec ce que nous avons observé pour le J/ψ. Tout d'abord, concernant les seuls points p-A

à 450 GeV/c, aucune croissance n'est clairement visible avec L. De plus, le $< P_T^2 >$ augmente nettement lorsque l'on passe des collisions p-A aux collisions Pb-Pb. Rappelons que pour le J/ψ, l'ensemble des points Pb-Pb est inférieur au point p-W à cause de la différence due à l'énergie du faisceau. Cette différence semble ici tout à fait négligeable devant l'accroissement dû à la taille du système considéré.

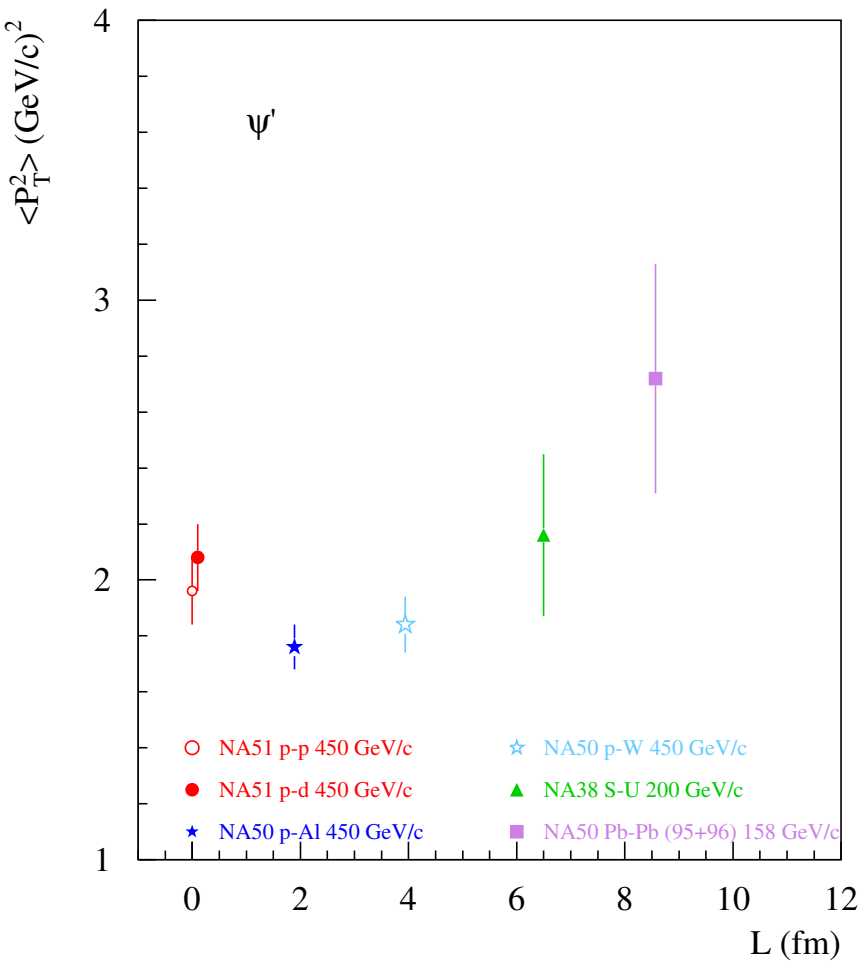

Figure 48: Ensemble des valeurs de $< P_T^2 >$ obtenues pour les dimuons de désintégration du ψ'.

8 Conclusion et perspectives

Dans ce mémoire, j'ai exposé la méthode quadri-dimensionnelle de prise en compte des effets d'appareillage (acceptance et résolution) qu'Alain Guichard et moi-même avons développée, et son application aux données des expériences NA38, NA51 et NA50. L'étude des distributions en impulsion transverse a été effectuée pour différentes régions de masse invariante des dimuons, et notamment pour les paires issues de la désintégration du J/ψ, du ψ', et pour les dimuons de masse supérieure à 4.2 GeV/c^2 produits par annihilation quark-antiquark (processus de Drell-Yan). L'analyse des valeurs carrées moyennes $< P_T^2 >$ du J/ψ pour l'ensemble des données considérées montre que ces valeurs sont compatibles avec le modèle de diffusion des gluons sur les nucléons avant qu'ils ne fusionnent pour donner naissance au J/ψ. En ce qui concerne les données Pb-Pb plus particulièrement, aucun effet additionnel ne semble nécessaire pour reproduire les observations expérimentales. Nous pouvons en conclure que l'effet physique responsable de la suppression "anormale" du J/ψ observée en collisions Pb-Pb par l'expérience NA50 n'a pas d'effet spécifique sur les distributions en P_T des J/ψ survivants. Ceci semble en contradiction avec les deux types de modèles prévoyant l'effet du plasma de quarks et de gluons sur la production du J/ψ. Pour les autres types de dimuons, la faible statistique ne permet pas de tirer de conclusion claire. Les variations du $< P_T^2 >$ observées pour le ψ' en fonction de l'énergie et de la taille des noyaux en collision semblent toutefois différentes de celle mesurées pour le J/ψ, et un tel comportement mériterait d'être exploré du point de vue théorique.

La collaboration NA50 doit poursuivre son programme de physique durant les deux ou trois prochaines années. Certaines données proton-noyau sont encore à prendre et devront être analysées, et l'étude de la suppression anormale du J/ψ sera poursuivie cette année (prise de données en Octobre et Novembre) selon les recommandations du comité d'expériences du CERN. Ces nouvelles données devront également être analysées de la même façon, afin d'en extraire les valeurs de $< P_T^2 >$ des différentes composantes.

Au delà du programme entrepris au SPS du CERN, l'avenir de cette recherche se situe dans l'augmentation en énergie des faisceau, dans un premier temps grâce à l'accélérateur RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider, 200 GeV dans le centre de masse) en construction

à Brookhaven (USA), puis au LHC (Large Hadron Collider, 5 TeV dans le centre de masse en ions), le futur grand accélérateur du CERN. Si peu d'équipes françaises participent aux expériences mises en place sur RHIC, de nombreux physiciens s'intéressent en revanche à la possibilité d'accélérer des ions lourds dans le LHC. Dans ce cadre, la collaboration ALICE a proposé un détecteur spécifique en vue d'étudier les collisions noyau-noyau.

Parallèlement, la collaboration CMS (Compact Muon Solenoid), qui prépare un détecteur en vue de la physique des collisions proton-proton (recherche du boson de Higgs, de particules supersymétriques, etc ...), a proposé d'étudier également les collisions noyau-noyau. Il s'agit d'utiliser le détecteur tel qu'il est conçu pour les protons, et de profiter des faisceaux d'ions dans le LHC pour effectuer plusieurs mesures ayant rapport avec le plasma de quarks et de gluons [54], notamment la suppression des états excités de la résonance Υ (état $b\bar{-}\bar{b}$) [55], dont la formation devrait être interdite pour des températures supérieures à la température interdisant la formation du J/ψ (l'acceptance de ce dernier est probablement trop faible dans le détecteur CMS pour que son étude puisse être entreprise, du moins dans la région centrale de rapidité). La mesure devrait pouvoir être faite avec des noyaux de plomb, et naturellement aussi avec des protons (utilisés comme référence), mais des collisions Nb-Nb ou Ca-Ca sont également envisagées.

Le problème principal de cette mesure est le bruit de fond engendré par les très nombreuses particules produites dans chaque collision (jusqu'à 8000 particules chargées par unité de rapidité sont attendues dans une collision Pb-Pb centrale à l'énergie de 5.5 TeV par collision nucléon-nucléon). Ce grand nombre de particule conduit à un taux d'occupation du détecteur de traces interne de l'ordre de 10% dans les couches les moins occupées, ce qui représente un véritable défi pour les algorithmes de reconstruction. Il semble néanmoins que cette étude soit faisable [55], et qu'elle puisse permettre d'obtenir une signature simple de la présence d'un état déconfiné dans ces collisions, à l'opposé de l'expérience ALICE, qui réalisera une analyse très complète et détaillée du plasma s'il est obtenu.

Références

[1] M. Fukigita et A. Ukawa, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 503 ;
S. Gottlieb *et al.*, Phys. Rev. D35 (1987) 3972 ;
F. Karsh, Nucl. Phys. A590 (1995) 367c.

[2] C.Y. Wong, *"Introduction to high-energy heavy-ion collisions"*, World scientific

[3] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D27 (1983) 140.

[4] T. Matsui et H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416.

[5] H. Satz, BI-TP 97/47. D. Kharzeev et H. Satz, Phys. Lett. B334 (1994) 155.

[6] C.H. Chang, Nucl. Phys. B172 (1980) 425 ;
E.L. Berger et D. Jones, Phys. Rev. D23 (1981) 1521 ;
R. Baier et R. Rückl, Phys. Lett. B102(1981) 364.

[7] G.T. Bodwin, E. Braaten et G.P. Lepage, Phys. Rev. D51 (1995) 1125 ;
E. Braaten et S. Fleming, Phys. Rev Lett. 74 (1995) 3327.

[8] D. Kharzeev et H. Satz, Phys. Lett. B366 (1996) 316.

[9] H. Satz *in* : "The physics of quark-gluon plasma" (1987) World Scientific.

[10] F. Karsch et R. Petronzio, Phys. Lett. B193 (1987) 105 ;
M.C. Chu et T. Matsui, Phys. Rev. D37 (1988) 1851 ;
J.P. Blaizot et J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. D39 (1989) 232.

[11] T. Matsui, Ann. Phys. B196 (1989) 182.

[12] D. Kharzeev *et al.*, Z. Phys. C74 (1997) 307.

[13] S. Gavin and M. Gyulassy, Phys. Lett. B214 (1988) 241.

[14] J. Hüfner, Y. Kurihara and H.J. Pirner, Phys. Lett. B215 (1988) 218;
J.P. Blaizot et J.Y. Ollitrault, Phys. Lett. B217 (1989) 392.

[15] Collab. NA10, L. Anderson *et al.*, Nucl. Instr. Meth. 223 (1984) 26.

[16] Collab. NA38, C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B220 (1989) 471;
Collab. NA38, C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B255 (1991) 459.

[17] C. Gerschel et J. Hüfner, Z. Phys C56 (1992) 171.

[18] Collab. NA38, C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B251 (1990) 465;
Collab. NA38, C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B262 (1991) 362.

[19] Collab. NA38, C. Baglin *et al.*, Phys. Lett. B 268 (1991) 453

[20] R. Mandry, Thèse, Université Lyon-I, LYCEN T 9356 (1993).

[21] NA38 Proposal, CERN/SPSC 85-20, SPSC/P 211;
NA50 Proposal, CERN/SPSLC 91-55, SPSLC/P 265-Rev.

[22] F. Bellaiche *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A398 (1997) 180.

[23] R. Arnaldi *et al.*, à paraître dans Nucl. Instr. Meth.

[24] Collab. NA50, M.C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. B410 (1997) 327;
Collab. NA50, M.C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. B410 (1997) 337.

[25] L. Ramello, Collab. NA50, Actes de la conférence "Quark Matter '97", Tsukuba, à paraître dans Nucl. Phys.

[26] J.P. Blaizot et J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1703;
C.Y. Wong, Phys. Rev. C55 (1997) 2621.

[27] A. Capella *et al.*, Phys. Lett. B393 (1997) 431;
S. Gavin et R. Vogt, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1006.

[28] Dimujet/Dimurec user's guides, notes internes NA38/NA50.

[29] J.L. Collins et D.E. Soper, Phys. Rev. D23 (1981) 1070.

[30] O. Drapier, Thèse, Université Lyon-I, LYCEN T 9042 (1990).

[31] W.H. Richardson, J. Opt. Soc. Am. 62 (1972) 55.

[32] L.B. Lucy, A. J. 79 (1974) 745.

[33] L.B. Lucy, *The restoration of HST images and spectra II*, Space Telescope Science Institute, 1994, R.J. Hanisch and R.L. White, eds.

[34] Collab. NA38, M.C. Abreu *et al.*, N.I.M. A405 (1998) 139.

[35] A. Bodek et J.L. Ritchie, Phys. Rev. D23 (1981) 1070.

[36] J.G. Branson, Thesis, Princeton University (1977).

[37] Collab. NA38, C. Baglin *et al.*,Phys. Lett., B 368 (1996) 239.

[38] D. Jouan, Collab. NA50, Actes de la conférence "Quark Matter '97", Tsukuba, à paraître dans Nucl. Phys.

[39] A. De Falco, Collab. NA50, Actes de la conférence "Quark Matter '97", Tsukuba, à paraître dans Nucl. Phys.

[40] CERNLIB short writeup E105.

[41] S. Papillon, Thèse, Université Paris 7, IPNO T91-03 (1991);
S. Constantinescu, S. Dita et D. Jouan, IPNO DRE 96-01.

[42] Collab. NA51, A. Baldit *et al.*,Phys. Lett., B 332 (1994) 244.

[43] F. Fleuret, Thèse, Ecole polytechnique, Palaiseau (1997).

[44] A. Borhani, Thèse, Université Paris 6 (1996).

[45] O.M. Alimi, Thèse, Université Lyon-I, LYCEN T 8837 (1988).

[46] S. Gavin and R. Vogt, hep-ph/9610432.

[47] D. Kharzeev, M. Nardi and H. Satz, Phys. Lett. B405 (1997) 14.

[48] R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cimento 6 (1983) 1.

[49] A. Romana, Collab. NA50, 23$^{\text{èmes}}$ rencontres de Moriond, Mars 1998, Les Arcs.

[50] M. Gonin, RHIC summer study, Juillet 1997, Brookhaven, USA ;
F. Ohlsson-Malek, International Europhysics Conference on High Energy Physics, Août 1997, Jérusalem, Israel.

[51] S. Gavin, communication privée ;
D. Kharzeev, communication privée.

[52] M. Gonin, communication privée et compte-rendus des réunions NA50

[53] J. Badier *et al.*, Z. Phys. C 20 (1983) 101

[54] CMS Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38.

[55] M. Bedjidian, CMS CR-1997/008 ;
O. Kodolova, CMS NOTE-1997/095 ;
M. Bedjidian, CMS TN-1995/188.