



HAL
open science

Etude des dimuons de la région des masses intermédiaires produits dans les collisions d'ions lourds auprès du SPS du CERN

Laurent Capelli

► **To cite this version:**

Laurent Capelli. Etude des dimuons de la région des masses intermédiaires produits dans les collisions d'ions lourds auprès du SPS du CERN. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2001. Français. NNT : 2001LYO10009 . tel-00000001

HAL Id: tel-00000001

<https://theses.hal.science/tel-00000001>

Submitted on 24 Sep 2001

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

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

THÈSE

présentée
devant l'Université Claude Bernard-Lyon 1

pour l'obtention

du **DIPLÔME DE DOCTORAT**
(arrêté du 30 mars 1992)

par

Laurent CAPELLI

Titre de la thèse :

Étude des dimuons de la région des masses intermédiaires produits dans les collisions d'ions lourds auprès du SPS du CERN

Soutenue le 14 Mars 2001 devant la commission d'examen

M. Guy	CHANFRAY	Président
M. Yves	DÉCLAIS	
M. Robert	FRASCARIA	
M. Alain	GUICHARD	Directeur de thèse
M. Louis	KLUBERG	Rapporteur
M. Carlos	LOURENÇO	Rapporteur

« Il est préférable de débattre d'un sujet sans
arrêter de décision plutôt que d'entériner une
décision sans en avoir débattu. »

Joseph Joubert
1754–1824

Résumé

Dans cette thèse, nous étudions la production des dimuons dans une région de masse entre les résonances ϕ et J/ψ (Région des Masses Intermédiaires, IMR) dans les collisions proton-noyau et noyau-noyau de haute énergie.

L'expérience NA50, installée auprès de l'accélérateur SPS du CERN, détecte les paires de muons émises dans ces interactions au moyen d'un spectromètre spécifique. La mesure de la centralité des collisions repose sur trois détecteurs indépendants : un calorimètre électromagnétique, un détecteur de multiplicité et un calorimètre à zéro degré.

Les résultats des analyses proton-noyau fournissent une valeur de référence pour l'étude des interactions noyau-noyau. Les distributions expérimentales, corrigées de l'acceptance et de la résolution par une méthode quadri-dimensionnelle, des dimuons IMR sont correctement reproduites par la superposition des processus conventionnels DRELL-YAN et $D\bar{D}$ (désintégration des mésons charmés). L'extrapolation linéaire avec le nombre de masse des noyaux des résultats p-A aux collisions S-U et Pb-Pb, sous-estime systématiquement les spectres mesurés dans la région des masses intermédiaires.

Cet excès de dimuons IMR augmente avec la centralité des collisions. Plusieurs modèles théoriques sont présentés et comparés aux données noyau-noyau. Nous montrons qu'un modèle basé sur la diffusion des mésons D et \bar{D} dans l'état final ne reproduit pas les distributions expérimentales. Finalement, cette étude permet de proposer deux explications possibles de l'excès observé. Les spectres noyau-noyau peuvent être reproduits soit par une augmentation de la production de charme soit par la présence de dimuons thermiques émis par un milieu dense et chaud.

Mots-Clés

NA50 – QGP – Dimuons – IMR – Dimuons thermiques – DRELL-YAN – Mésons charmés.

Intermediate mass dimuons production in heavy ions collisions at the CERN–SPS

Abstract

In this thesis, we study the dimuon production in the mass range between the ϕ and the J/ψ resonances (the Intermediate Mass Region, IMR) in proton–nucleus and nucleus–nucleus collisions.

The NA50 experiment, at the CERN–SPS, detects muons pairs emitted in these interactions by means of a dedicated spectrometer. The centrality measurement of the collisions rests on three independent detectors: an electromagnetic calorimeter, a multiplicity detector and a zero degree hadron calorimeter.

The proton–nucleus analysis results provide a reference value for the nucleus–nucleus interaction studies. The IMR experimental distributions, corrected for acceptance and resolution effects of the apparatus using a four dimensional deconvolution method, are correctly reproduced by the superposition of the conventional processes, namely DRELL–YAN (DY) and semi–leptonic decay of D and \bar{D} mesons ($D\bar{D}$). Linear extrapolation with the nucleus mass number of p–A results to S–U and Pb–Pb collisions systematically underestimates the measured spectra in the intermediate mass region.

This excess of IMR dimuons increases with the centrality of the collisions. Several models are presented and compared with the nucleus–nucleus data. We show that a model based on D–mesons final state rescattering cannot reproduce the experimental distributions. Finally, this study propose two possible explanations of the observed excess. The nucleus–nucleus data can be reproduced either by an increase of the charm production or by the radiation of thermal dimuons in a dense and hot medium.

Key–Words

Table des matières

Introduction	1
1 Le QGP : Généralités	3
1.1 La transition de phase	4
1.1.1 Le déconfinement des quarks	4
1.1.2 Une évaluation de la température et de la densité critiques avec le “Modèle du sac”	5
1.1.3 La chromodynamique quantique sur réseau	7
1.2 La création et l’évolution du plasma	9
1.3 La production de dileptons	11
1.3.1 La production de dileptons dans le QGP	11
1.3.2 Les autres mécanismes de production de dileptons	11
1.3.3 Le spectre des dimuons dans l’expérience NA50	18
1.4 Les signatures expérimentales du plasma	19
1.5 La suppression de la résonance J/ψ	20
1.5.1 Le mécanisme de production du J/ψ	20
1.5.2 La suppression du J/ψ en présence de plasma	20
1.5.3 L’absorption “normale” du J/ψ dans la matière nucléaire	22
1.5.4 L’absorption “anormale” du J/ψ dans les collisions Pb–Pb	22
1.6 La production d’étrangeté	23
1.7 La production de photons et de dileptons thermiques	25
2 L’expérience NA50	29
2.1 Le faisceau	30
2.2 Les détecteurs de contrôle du faisceau	31
2.2.1 L’hodoscope de faisceau	31
2.2.2 Les chambres GANIL	31
2.2.3 Les compteurs antihalo	32
2.2.4 Les télescopes J, S et V	32
2.3 Le système cible	32
2.3.1 Les données Pb–Pb	32
2.3.2 Les données S–U	33
2.3.3 Les données p–A	33
2.4 Le détecteur de multiplicité	33
2.5 Le pré-absorbeur	33

2.6	Le calorimètre électromagnétique	34
2.7	Le calorimètre à zéro degré	35
2.8	Le spectromètre à muons	35
2.8.1	Les absorbeurs de hadrons	35
2.8.2	L'aimant	36
2.8.3	Les hodoscopes	37
2.8.4	Les chambres proportionnelles à fils	37
2.9	Le déclenchement et le système d'acquisition	37
3	La cible segmentée	39
3.1	Le dispositif de détection	40
3.2	La signature d'une interaction	41
3.2.1	Les seuils des électrons δ	42
3.2.2	L'algorithme de reconnaissance du vertex	43
3.3	L'efficacité de reconnaissance du vertex	44
4	Sélection des événements	47
4.1	La reconstruction des traces	48
4.2	Les variables cinématiques du dimuon	49
4.3	La sélection des événements	49
4.3.1	Les coupures géométriques	50
4.3.2	La coupure cinématique	50
4.3.3	Les coupures des détecteurs additionnels	50
4.3.4	La coupure $E_{\text{ZDC}}-E_{\text{T}}$	51
4.4	Les zones de centralité des collisions Pb–Pb et S–U	52
4.5	Les données p–A utilisées pour l'analyse	52
5	La prise en compte des effets d'appareillage	55
5.1	Le principe de la méthode de Richardson–Lucy	56
5.2	Les matrices d'étalement et d'acceptance	58
5.2.1	L'évaluation de la matrice d'étalement	58
5.2.2	Le calcul de l'acceptance	59
5.3	La déconvolution d'un lot d'événements simulés	60
6	Processus contribuant aux spectres dimuons	65
6.1	Le bruit de fond combinatoire	66
6.2	La simulation des processus physiques	68
6.2.1	Les fonctions de distribution des partons	68
6.2.2	Le processus DRELL–YAN	68
6.2.3	La génération du processus $D\bar{D}$	72
6.2.4	Les distributions en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$	74
7	Les collisions proton–noyau : la référence	77
7.1	Introduction	78
7.2	Le rapport $D\bar{D}/DY$	79
7.2.1	La correction des effets d'isospin	79
7.2.2	L'ajustement des spectres de masse	80
7.2.3	Le rapport $D\bar{D}/DY _{\text{pp}}$	81
7.3	Les spectres en impulsion transverse	87

7.4	Les spectres en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$	90
7.5	La section efficace de production de charme	90
8	Les collisions noyau–noyau : l’excès	93
8.1	Introduction	94
8.2	Les rapports $D\bar{D}/DY$ attendus	94
8.3	Les spectres de masse attendus	96
8.4	Les spectres en impulsion transverse attendus	97
8.5	L’excès	98
8.5.1	Le rapport D/S	98
8.5.2	La dépendance cinématique de l’excès	100
8.6	L’évolution de l’excès avec N_{part}	104
8.7	L’excès peut-il être du bruit de fond ?	106
9	Interprétation des résultats	107
9.1	L’augmentation de la production de charme	108
9.1.1	Les spectres en masse	108
9.1.2	Les distributions en impulsion transverse	112
9.1.3	Les spectres en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$	115
9.2	La diffusion des mésons charmés	117
9.2.1	Le modèle	117
9.2.2	Les distributions obtenues	120
9.3	Les dimuons thermiques	121
9.3.1	Le modèle de Gallmeister <i>et al.</i>	122
9.3.2	Le modèle de Rapp et Shuryak	122
9.3.3	Le DRELL–YAN et les dimuons thermiques	123
9.3.4	Les distributions obtenues	125
9.3.5	Un peu plus loin	126
9.4	Les autres interprétations	128
9.4.1	Les interactions hadron–hadron secondaires	128
9.4.2	La désintégration de la résonance η_c	128
9.4.3	La production de DRELL–YAN secondaire	129
9.4.4	Les modèles statistiques	130
	Conclusion	133
	A Le modèle de Glauber	135
	Bibliographie	143

Introduction

La thermodynamique des interactions fortes traite du comportement de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de température et/ou de densité. Son principal axe de recherche est l'étude de la transition de phase entre la matière hadronique et un nouvel état de la matière [Collins 75, Kislinger 76], le plasma de quarks et de gluons, dans lequel les quarks ne sont plus confinés à un état neutre de couleur. L'existence du plasma de quarks et de gluons (QGP) est prédite par les calculs de la chromodynamique quantique (QCD) sur réseau [Fukigita 86], et son observation expérimentale représente actuellement un des plus grands défis de la physique des hautes énergies. Cet état de la matière aurait existé dans l'univers environ un millionième de seconde après l'explosion primordiale (le "Big-Bang" [Applegate 91]) qui lui a donné naissance.

Cette transition de phase matière hadronique–QGP se produirait pour des températures de l'ordre de 150 à 200 MeV (environ 2000 milliards de degrés!), et (ou) une densité d'énergie de cinq à dix fois supérieure à celle de la densité nucléaire normale. De telles conditions seraient susceptibles d'être atteintes dans des collisions d'ions lourds ultrarelativistes [Shuryak 78].

De ce fait, depuis 1986, un important effort expérimental est mené au CERN (Laboratoire européen pour la physique des particules) auprès de l'accélérateur SPS (supersynchrotron à protons). Dans ce cadre, l'expérience NA50 s'intéresse plus particulièrement à la production des paires de muons $\mu^+\mu^-$ émises lors des collisions entre noyaux projectiles et cibles. Les muons sont caractérisés par une faible interaction avec la matière nucléaire environnante et devraient donc refléter les propriétés de la matière durant les premiers instants de la collision.

Le travail présenté dans cette thèse porte sur l'étude de la production des dimuons dans une région de masse entre les résonances ϕ et J/ψ , la région des masses intermédiaires (IMR), dans les collisions proton–noyau et noyau–noyau de haute énergie. Cette région de masse est particulièrement intéressante, car l'un des signaux prévus en cas de formation du plasma doit s'y manifester. Il s'agit de la production de dimuons thermiques caractérisant la phase dense et chaude du plasma [Ruuskanen 91, Kajantie 86, Shuryak 80].

Notre étude est organisée comme suit :

Le premier chapitre, présente quelques éléments théoriques sur le plasma de quarks et de gluons. Il décrit également les signatures expérimentales les plus importantes du QGP. Dans le deuxième chapitre, nous présentons l'appareillage expérimental de NA50. Le troisième chapitre est consacré à la description du dispositif de la cible.

Nous présentons ensuite les différents critères utilisés pour sélectionner les événements. Dans le cinquième chapitre, nous exposons une méthode quadri-dimensionnelle de prise

en compte des effets d'appareillage, basée sur une technique de restauration d'images, qui permet d'obtenir au vertex les distributions des variables cinématiques des dimuons. Les chapitres sept et huit décrivent l'analyse des données expérimentales des collisions proton-noyau ($A = \text{Al, Cu, Ag et W}$) à $450 \text{ GeV}/c$, dont on montre qu'elles peuvent servir de référence pour les collisions noyau-noyau (S-U à $200 \text{ GeV}/c/\text{nucléon}$ collectées en 1992 et Pb-Pb à $158 \text{ GeV}/c/\text{nucléon}$ recueillies en 1996). Enfin, dans le dernier chapitre, nous comparons et discutons les différents résultats avec plusieurs modèles théoriques.

Chapitre 1

Le Plasma de Quarks et de Gluons : Généralités

Sommaire

1.1	La transition de phase	4
1.1.1	Le déconfinement des quarks	4
1.1.2	Une évaluation de la température et de la densité critiques avec le “Modèle du sac”	5
1.1.3	La chromodynamique quantique sur réseau	7
1.2	La création et l’évolution du plasma	9
1.3	La production de dileptons	11
1.3.1	La production de dileptons dans le QGP	11
1.3.2	Les autres mécanismes de production de dileptons	11
1.3.3	Le spectre des dimuons dans l’expérience NA50	18
1.4	Les signatures expérimentales du plasma	19
1.5	La suppression de la résonance J/ψ	20
1.5.1	Le mécanisme de production du J/ψ	20
1.5.2	La suppression du J/ψ en présence de plasma	20
1.5.3	L’absorption “normale” du J/ψ dans la matière nucléaire	22
1.5.4	L’absorption “anormale” du J/ψ dans les collisions Pb–Pb	22
1.6	La production d’étrangeté	23
1.7	La production de photons et de dileptons thermiques	25

1.1 La transition de phase

1.1.1 Le déconfinement des quarks

Les calculs de la chromodynamique quantique sur réseau (QCD) [Wilczek 86], théorie fondamentale des interactions fortes, prévoient l'existence d'une transition de phase de la matière nucléaire. Les constituants élémentaires de cette matière, les quarks et les gluons, passeraient lors de cette transition, d'un état confiné à l'intérieur des hadrons à un état déconfiné. Ce nouvel état de la matière hadronique constitue un milieu appelé plasma¹ de quarks et de gluons (QGP).

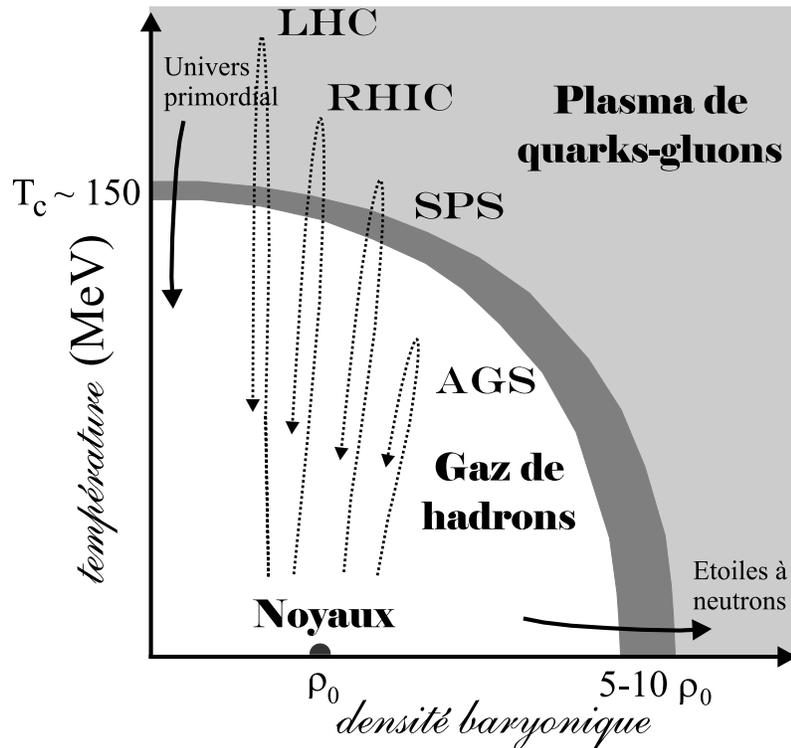


Figure 1.1 – Diagramme de phase schématisé de la matière nucléaire dans le plan Température/Densité baryonique.

Cet état devrait être créé pour des températures de l'ordre de 150 à 200 MeV et/ou pour des densités 5 à 10 fois supérieures à celle de la matière nucléaire normale. On pense qu'il est possible d'atteindre de telles conditions dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes. On espère ainsi mettre en évidence l'existence du QGP.

La figure 1.1 illustre la relation entre la température et la densité baryonique au seuil de transition. La région des noyaux se trouve à température nulle et à la densité nucléaire normale $\rho_0 \simeq 0.17$ nucléon/fm³ (et par conséquent à une densité d'énergie $\epsilon_0 \simeq 0.16$ GeV/fm³). L'état de gaz de hadrons est séparé du plasma de quarks et de gluons par la ligne critique. Cette transition de phase s'accompagne, d'après les calculs sur réseaux, d'une restauration de la symétrie chirale spontanément brisée dans la phase hadronique

¹Le terme plasma suggère un parallèle avec le phénomène de production d'un plasma ionique dans un gaz d'hydrogène. A haute température, l'électron de valence de chaque atome perd la notion de parenté avec le proton associé et se trouve délocalisé dans tout le volume disponible.

[Knecht 98].

1.1.2 Une évaluation de la température et de la densité critiques avec le “Modèle du sac”

Le confinement des quarks à l’intérieur des hadrons peut être décrit phénoménologiquement par différents modèles. Parmi eux, le modèle du sac (“bag model”) du MIT [Chodos 74, Detar 83], contient les caractéristiques essentielles du confinement des quarks dans les hadrons et permet de comprendre les conditions de leur déconfinement dans de nouvelles phases de la matière nucléaire.

Schématiquement (figure 1.2), les quarks sont traités comme des particules de masse nulle à l’intérieur d’un sac de dimension finie et de masse infinie à l’extérieur. Le confinement dans ce modèle est le résultat de l’équilibre entre la pression du sac B , dirigée vers l’intérieur, et celle provenant de l’énergie cinétique des quarks. La constante du sac B est ici, une quantité phénoménologique introduite pour tenir compte des effets non perturbatifs de QCD.

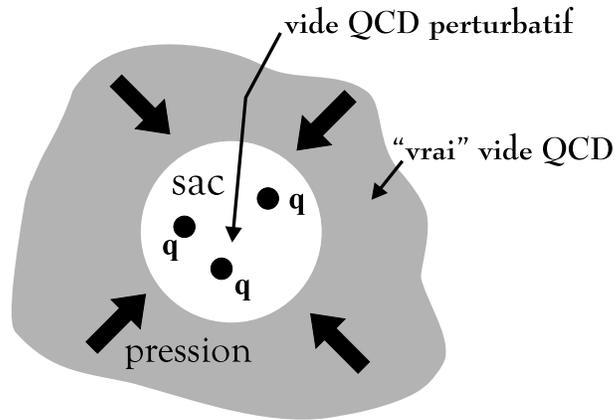


Figure 1.2 – Vue schématique du modèle du sac.

Remarque. On peut obtenir une estimation de la pression du sac B en considérant un système de trois quarks de masse nulle à l’intérieur d’une cavité sphérique de rayon R . L’énergie du hadron ainsi constitué est de la forme :

$$E = \frac{C}{R} + \frac{4\pi}{3}R^3B$$

où le premier terme représente l’énergie cinétique des quarks de masse nulle et le deuxième terme rend compte de l’énergie qu’il faut fournir pour créer la cavité. C est une constante dépendant du nombre de quark du système et de la condition que la probabilité de présence des quarks à la surface du sac est nulle. L’équilibre du système est obtenu en minimisant E par rapport à R et conduit à une constante du sac de :

$$B^{1/4} = \left(\frac{C}{4\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{R}$$

En considérant que le rayon de confinement est de 0.8 fm pour un système de 3 quarks dans un baryon, on obtient une valeur de la pression du sac de :

$$B^{1/4} \sim 206 \text{ MeV}$$

Dans ce modèle, la stabilité du système repose sur l'équilibre entre deux pressions antagonistes. Une telle représentation permet de comprendre pourquoi de nouvelles phases de la matière peuvent apparaître. En effet, lorsque la pression cinétique à l'intérieur du sac devient supérieure à la pression du sac, ce dernier ne peut plus contenir les quarks. Une nouvelle phase de la matière contenant des quarks et des gluons non confinés est alors créée. Deux mécanismes peuvent conduire à l'augmentation de la pression cinétique : *i*) le chauffage et/ou *ii*) la compression du système.

Afin de déterminer les caractéristiques du déconfinement, considérons pour les deux phases un système de particules en équilibre thermique à température finie T et de densité baryonique (et potentiel chimique) nulle.

- Pour la phase de basse température, nous supposons que le système ne contient que des excitations du vide non baryonique, i.e. des mésons, et pour simplifier nous ne retiendrons que la contribution des plus légers d'entre eux, à savoir les pions que nous supposons de masse nulle.
- Pour la phase de haute énergie, on prendra un plasma de quarks et de gluons sans interaction (QCD perturbatif) auquel il faudra rajouter l'énergie B nécessaire à fabriquer ce milieu non perturbatif.

La transition de phase s'effectuera lorsque la pression P_{QGP} du plasma deviendra supérieure à la pression P_π du gaz de pions.

Remarque. Rappelons les expressions des grandeurs thermodynamiques décrivant un système de particules de masse nulle sans interactions.

Le nombre d'occupation d'un état d'impulsion p est donné par :

$$f(\mathbf{p}) = \frac{1}{e^{p/T} \pm 1} \quad \begin{cases} + & \text{fermions (q, } \bar{\text{q}}) \\ - & \text{bosons (gluons)} \end{cases}$$

La densité d'énergie et la pression s'en déduisent :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p f(p) = \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad \text{bosons} \\ &= \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad \text{fermions} \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$P = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p \cos \theta f(p) = \frac{\epsilon}{3}$$

Calculons maintenant la pression P et la densité d'énergie ϵ dans les deux phases de basse et haute température.

– Basse température (gaz de pions de masse nulle)

$$\epsilon_\pi = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4$$

où le facteur 3 tient compte de la dégénérescence liée aux trois états de charge du pion (π^+ , π^0 , π^-).

$$P_\pi = \frac{\epsilon_\pi}{3} = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4$$

– Haute température (plasma de quarks et de gluons)

$$\epsilon_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B$$

$$P_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B$$

où le facteur 37 représente la dégénérescence effective des différents états à une particule ; il se décompose de la façon suivante :

$$37 = 2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 2 \times 2 \times 2 \times 3$$

où 2×8 est le nombre d'états de gluons (2 états de polarisation et 8 états de couleur) et le deuxième terme est le nombre d'états de quarks et d'antiquarks (3 états de couleur, 2 états de spin, 2 états de saveur, 2 états de conjugaison de charge et le facteur $\frac{7}{8}$ est le rapport des densités d'énergie correspondant à des fermions ou des bosons (voir la formule 1.1)).

La figure 1.3 montre l'évolution de la pression en fonction de la température pour les deux phases.

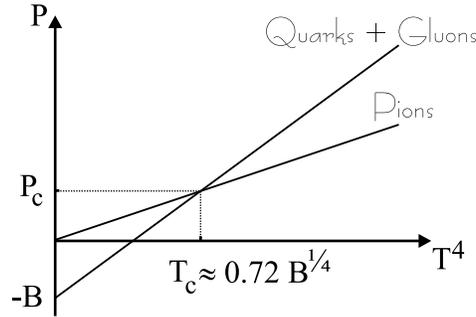


Figure 1.3 – Evolution de la pression en fonction de la température.

On constate qu'il existe une *température critique* (déduite de l'égalité des pressions P_π et P_{QGP}) $T_c = \left(\frac{90}{34\pi^2}\right)^{1/4} B^{1/4} \simeq 0.72 B^{1/4}$ au-delà de laquelle le plasma de quarks et de gluons est thermodynamiquement plus stable que le gaz de pions.

Pour $B^{1/4} = 206$ MeV, on a $T_c \sim 150$ MeV.

L'extension de ce type de calcul au cas $\mu \neq 0$ conduit à la courbe de T_c représentée sur le diagramme de la figure 1.1. La densité d'énergie critique correspondant à cette courbe est de l'ordre de 1 à 2 GeV/fm³. Les valeurs de T_c et de ϵ_c , obtenues avec cette approche simple, sont proches de celles prédites par les calculs de QCD sur réseau.

1.1.3 La chromodynamique quantique sur réseau

La chromodynamique quantique décrit l'interaction des quarks et des gluons sous forme d'une théorie locale des champs, comportant comme champs élémentaires (dynamiques) les 8 gluons d'une part, champs vectoriels de masse nulle associés à la symétrie de jauge SU(3) de couleur, et n_f quarks ($n_f =$ nombre de saveurs) d'autre part. Les masses des quarks sont des paramètres libres de la théorie, le lagrangien dépendant par

ailleurs d'une constante de couplage g sans dimension. A cet égard, la QCD ressemble à l'électrodynamique quantique (QED), l'analogie portant sur les champs de jauge comme sur les champs de matière. Une différence fondamentale entre ces deux théories est que, les gluons possèdent eux mêmes une charge de couleur leur permettant d'interagir entre eux.

La densité lagrangienne de QCD est donnée par

$$\mathcal{L} = \sum_f i \bar{\psi}_\alpha^f \gamma^\mu (\partial_\mu - igA_\mu)^{\alpha\beta} \psi_\beta^f - \frac{1}{4} \mathcal{F}_{\mu\nu}^a \mathcal{F}_a^{\mu\nu} - \sum_f m_f \bar{\psi}_\alpha^f \psi^{\alpha f} \quad (1.2)$$

avec

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c$$

ici A^a représente le champ gluonique de couleur a ($a = 1, \dots, 8$) et ψ_α^f le champ de quark de couleur α ($\alpha = 1, 2, 3$) et de saveur f . Les fonctions de distribution des partons f_{bc}^a sont fixées par le groupe de jauge de couleur de générateurs λ_a satisfaisant

$$[\lambda_a, \lambda_b] = if_{ab}^c \lambda_c$$

Cette théorie de jauge décrivant les interactions des quarks et des gluons est utilisée pour étudier les phases de la matière quarkonique. De plus, comme la transition de phase et l'équilibre entre les phases font intervenir l'interaction des quarks et des gluons sur une grande échelle de distance, il est nécessaire de les étudier dans le cadre de QCD non perturbatif.

La théorie de jauge sur réseau est un traitement non perturbatif de la chromodynamique quantique sur un réseau discret de l'espace-temps [Wilson 74, Creutz 83]. La discrétisation du continuum espace-temps présente deux avantages principaux. D'une part, l'introduction d'une maille élémentaire a pour discrétiser l'espace-temps, fournit par là-même un cut-off dans les moments d'ordre $1/a$ et donne un moyen naturel pour régulariser la divergence ultraviolette. D'autre part, le système formé par l'ensemble des champs (quarks et gluons) attachés aux sites ou aux liens du réseau forme un système statique régi par un lagrangien dépendant d'un couplage g_0 . Au voisinage d'un couplage critique g_{0c} où ce système possède une transition de phase continue, les longueurs de corrélation tendent vers l'infini en unité a , les artefacts de la discrétisation disparaissent (universalité), et on retrouve la QCD dans le continu. On peut donc en principe étudier, par des méthodes numériques (méthodes Monte-Carlo) notamment, le système discrétisé à proximité du point critique, y vérifier les lois d'échelle attendues, et en déduire la limite continue des quantités mesurées.

Les simulations numériques prédisent une température de déconfinement de l'ordre de $T_c \sim 150\text{--}200$ MeV ou une densité critique $\epsilon_c \sim 0.9$ GeV/fm³. A cette température de transition, la densité d'énergie du milieu augmente brutalement reflétant le changement du nombre de degrés de liberté lors du passage de l'état de gaz de hadrons à l'état de plasma. La figure 1.4 montre les résultats obtenus à partir de calculs de QCD sur réseau [Bernard 97].

Sur cette figure, les droites horizontales indiquent les densités d'énergie d'un gaz à 3 (HG, gaz de pions de masse nulle) et 37 (plasma de quarks et de gluons) degrés de liberté. L'ordre de la transition de phase dépend du nombre de saveurs pris en compte par le calcul sur réseau. La transition est du premier ordre pour un plasma de quarks

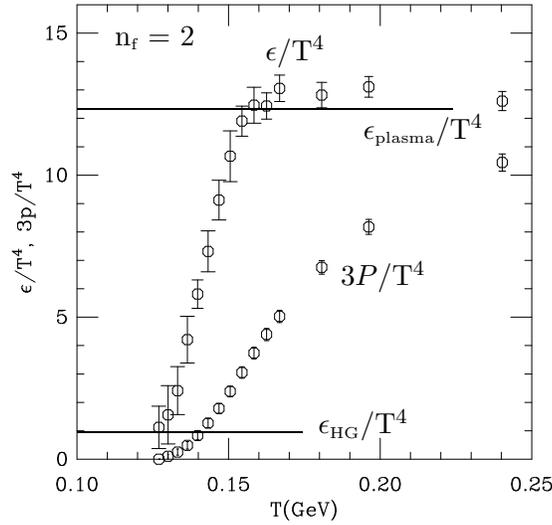


Figure 1.4 – Evolution de la densité d'énergie ϵ et de la pression P en fonction de la température. Les droites horizontales indiquent les densités d'énergie d'un gaz à 3 (HG) et 37 (plasma) degrés de liberté.

et de gluons comportant trois saveurs de quarks (u, d et s). Les calculs montrent que la transition de phase passe du premier ordre au second ordre suivant la valeur de la masse du quark étrange [Aoki 99].

1.2 La création et l'évolution du plasma

On pense pouvoir atteindre les températures de 150 à 200 MeV nécessaires au déconfinement dans les collisions violentes de noyaux atomiques à grande énergie. Une collision noyau–noyau à haute énergie peut être schématisée de la façon suivante dans leur centre de masse : les deux ions, dont les dimensions longitudinales sont contractées d'un facteur γ (facteur de Lorentz, qui vaut environ 10 pour une collision à 200 GeV/c/nucléon sur cible fixe), entrent en collision et se traversent, laissant entre eux une région centrale hautement excitée mais dépourvue de nucléons. C'est dans cette région que se formerait le plasma de quarks et de gluons qui évolue vers un gaz de hadrons après passage de la transition de phase.

Ce scénario est schématisé sur la figure 1.5, où l'axe horizontal sur la partie droite de la figure représente la rapidité y .

La densité d'énergie ϵ atteinte dans la région centrale peut être estimée selon la formule de Bjorken [Bjorken 83] :

$$\epsilon = \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} \frac{1}{\tau S_T}$$

où E_T est l'énergie transverse des particules émises par unité de rapidité à la rapidité centrale ($y = 0$), τS_T représente le volume de réaction (S_T étant la surface de recouvrement des deux noyaux et τ le temps de formation des partons de l'ordre de 1 fm/c). Suivant la centralité (ou le paramètre d'impact) de la collision, Bjorken obtient une densité d'énergie ϵ comprise entre 1 et 10 GeV/fm³ [Bjorken 83]. Cette estimation, bien qu'approximative,

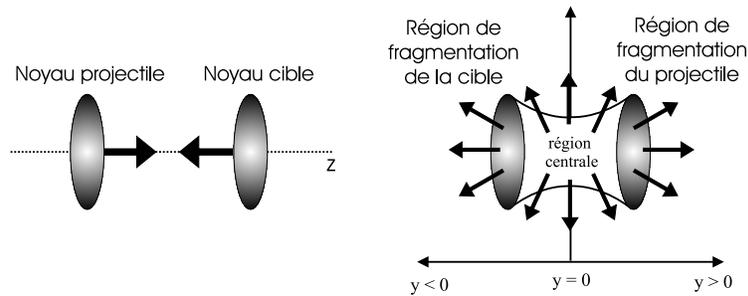


Figure 1.5 – Représentation schématique de la collision, avant et après la collision.

montre que les densités d'énergie atteintes lors des collisions d'ions lourds sont de l'ordre de grandeur de la densité nécessaire à la transition de phase.

Les différentes étapes de l'évolution de cette région centrale sont représentées schématiquement sur la figure 1.6.

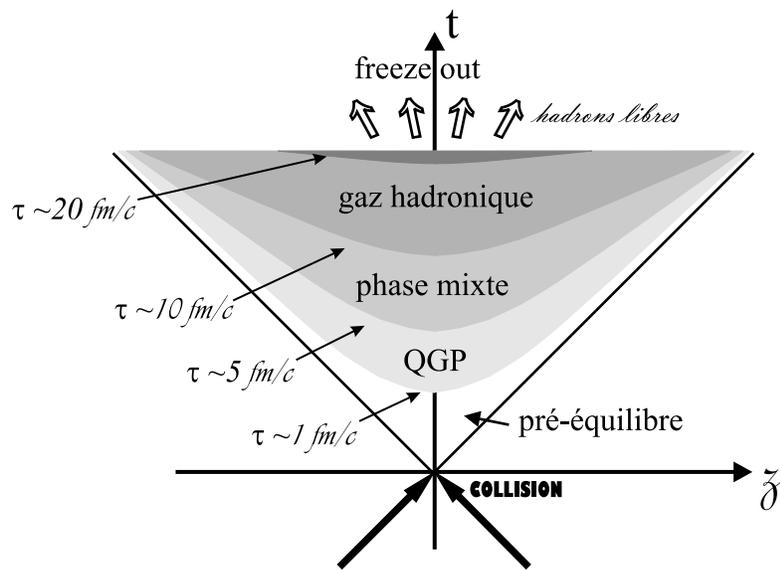


Figure 1.6 – Scénario d'évolution avec le temps d'un plasma de quarks et de gluons formé dans une collision d'ions lourds.

Les noyaux entrent en collision au temps $t = 0$. Après une période de pré-équilibre d'environ $1 \text{ fm}/c$, conduisant à un système de partons thermalisé de très petite dimension, le plasma de quarks et de gluons se formerait. L'étape suivante de ce scénario consiste en un refroidissement du plasma qui subit une forte expansion hydrodynamique avant de se transformer progressivement en un gaz hadronique. Après cette période de coexistence de phase, lorsque $t \sim 10\text{--}20 \text{ fm}/c$, le système se trouve sous la forme d'un gaz de hadrons qui se détend et se refroidit, avant de se transformer en hadrons libres sans interaction mutuelle : c'est le "freeze out" (à partir de $t \sim 20 \text{ fm}/c$). Il est défini comme étant le moment où les hadrons cessent d'interagir entre eux.

1.3 La production de dileptons

La “durée de vie” du plasma de quarks et de gluons étant extrêmement courte, les produits hadroniques détectés proviennent d’un système formé après le retour à la phase confinée. Pour avoir accès à l’état déconfiné transitoire, il est nécessaire de faire appel à des sondes qui auraient pu garder la mémoire de cet état et qui ne soient pas perturbées par l’évolution ultérieure du système. Parmi ces dernières, la détection des paires de leptons (dimuons en particulier pour l’expérience NA50) permet de sonder la matière nucléaire créée aux tous premiers instants de la collision. En effet, une fois créés les leptons n’ont pas d’interaction forte avec la matière hadronique environnante, et conservent donc, les informations de l’état thermodynamique du système au moment de leur production.

1.3.1 La production de dileptons dans le QGP

Dans un plasma de quarks et de gluons, un quark peut interagir avec un antiquark pour former un photon virtuel γ^* qui se désintègre en une paire de leptons de signes opposés ($\mu^+ \mu^-$ par exemple). Le diagramme de Feynman décrivant la réaction $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ est illustré par la figure 1.7.

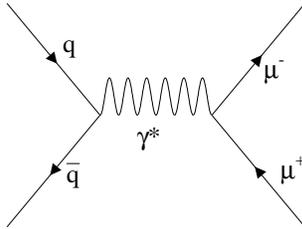


Figure 1.7 – Diagramme de Feynman de la réaction $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \mu^-$.

Une fois produite, cette paire de leptons traverse le volume de l’interaction pour atteindre les détecteurs sans être affectée par la matière chaude. Ces dimuons sont caractérisés par une masse invariante $M^2 = (l^+ + l^-)^2$, un quadri-vecteur moment $P = (l^+ + l^-)$ et un moment transverse $p_T = (l_T^+ + l_T^-)$. Leur distribution en masse et impulsion reflètent la distribution thermique des quarks dans le plasma.

1.3.2 Les autres mécanismes de production de dileptons

Dans les collisions noyau–noyau de haute énergie, la formation du plasma de quarks et de gluons n’est pas la seule source de production de dileptons. La détection expérimentale des paires de leptons a permis dans les années 1970 de révéler l’existence des quarks charmé et beau grâce aux états quarkonia (état lié $q\bar{q}$ avec $q = c$ ou b). Ces résonances se superposent à un continuum, qui avait été théoriquement décrit en 1970 [DY 70], le processus DRELL–YAN. La désintégration des mésons charmés comme D^+ et D^- produits dans les processus durs contribue aussi au spectre de dileptons. Outre la désintégration des résonances hadroniques, les dileptons peuvent provenir également des interactions entre des hadrons chargés et leurs antiparticules (par exemple $\pi^+ + \pi^- \rightarrow l^+ + l^-$).

a. Le processus Drell–Yan

Une contribution importante à la production de dileptons lors d’une collision projectile–cible provient du processus DRELL–YAN. Dans ce cas, un quark (réciproquement un antiquark) d’un nucléon d’un des noyaux interagit avec un antiquark de même saveur (réciproquement un quark) d’un des nucléons de l’autre noyau. Ils s’annihilent en formant un photon virtuel qui se désintègre en une paire de leptons. Le diagramme de Feynman du processus DRELL–YAN est illustré par la figure 1.8 où n_1 et n_2 représentent les nucléons cible et projectile.

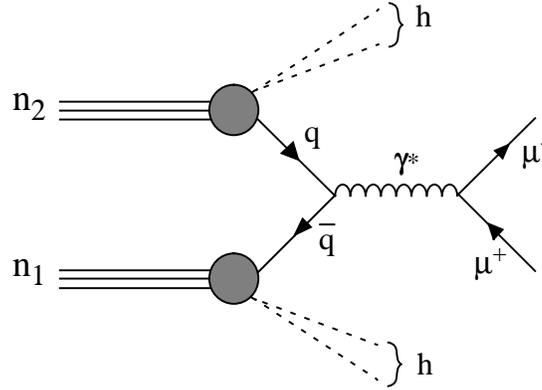


Figure 1.8 – Diagramme de Feynman du processus DY à l’ordre le plus bas.

Pour une collision hadron–hadron, la section efficace différentielle du processus DRELL–YAN prend la forme suivante dans le modèle des partons :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{3} \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \sum_i \left(\frac{e_i}{e}\right)^2 [q_i^A(x_1)\bar{q}_i^B(x_2) + \bar{q}_i^A(x_1)q_i^B(x_2)]$$

ou encore exprimée en fonction de la masse M et de la rapidité y^* du dilepton dans le centre de masse :

$$\frac{d^2\sigma}{dM dy^*} = \frac{1}{3} \frac{8\pi\alpha^2}{3Ms} \sum_i \left(\frac{e_i}{e}\right)^2 [q_i^A(\sqrt{\tau}e^{y^*})\bar{q}_i^B(\sqrt{\tau}e^{-y^*}) + \bar{q}_i^A(\sqrt{\tau}e^{y^*})q_i^B(\sqrt{\tau}e^{-y^*})]$$

ici q_i^A et q_i^B représentent les fonctions de distribution des quarks ou des antiquarks dans chacun des deux hadrons A et B évaluées à la fraction d’impulsion x_1 et x_2 . La somme porte sur l’ensemble des 6 saveurs de quarks et le facteur $1/3$ tient compte du fait de la complémentarité de la couleur du quark et de l’antiquark. De plus, les relations cinématiques suivantes sont vérifiées :

$$\tau = x_1 x_2 = M^2/s ,$$

$$x_F = x_1 - x_2 ,$$

où M est la masse invariante de la paire de muons, s est le carré de l’énergie du système dans le centre de masse et x_F correspond à la variable de Feynman. La section efficace du processus électromagnétique est donc proportionnelle à α^2 (α étant la constante de

structure fine). Afin de tenir compte de la violation d'échelle observée expérimentalement, il faut remplacer les $q_i(x)$ par $q_i(x, Q^2)$, où Q^2 est la masse carrée du photon virtuel.

Les sections efficaces du processus DRELL–YAN ainsi calculées (ordre zéro (LO)), sous-estiment les valeurs mesurées expérimentalement d'un facteur K_{DY} de l'ordre de 2. Ce facteur K_{DY} est défini comme suit :

$$K_{\text{DY}} = \frac{\text{section efficace mesurée}}{\text{section efficace calculée (LO)}}$$

Les corrections QCD apportées par l'ordre supérieur (NLO), $O(\alpha_s)$, correspondant aux contributions de gluons mous, sont suffisantes pour mettre en meilleur accord prédictions théoriques et données expérimentales et rendre compte de ce facteur multiplicatif [SW 93].

Le mécanisme du DRELL–YAN est un processus dur, insensible à la matière nucléaire environnante lors d'une collision noyau–noyau. Les sections efficaces DRELL–YAN dans les collisions noyau–noyau peuvent donc s'écrire comme la somme des sections efficaces élémentaires nucléon–nucléon :

$$\sigma_{\text{AB}}^{\text{DY}} = Z_A Z_B \sigma_{pp} + Z_A (B - Z_B) \sigma_{pn} + (A - Z_A) Z_B \sigma_{np} + (A - Z_A) (B - Z_B) \sigma_{nn}$$

où A et B sont les nombres de nucléons des noyaux projectile et cible.

Si on définit $\sigma_{\text{NN}}^{\text{DY}}$ comme la valeur moyenne de la section efficace DRELL–YAN dans les collisions nucléon–nucléon, l'équation ci-dessus est équivalente à :

$$\sigma_{\text{AB}}^{\text{DY}} = \sigma_{\text{NN}}^{\text{DY}} \times A B$$

L'expérience E772 (située au Fermi National Accelerator Laboratory) a mesuré la section efficace de production du processus DRELL–YAN dans les collisions proton–noyau (^2H , C, Ca, Fe et W) à 800 GeV [Alde 90] et a pu confirmer la dépendance linéaire de cette section efficace avec le nombre de masse du noyau cible A (voir figure 1.9) :

$$\sigma_{\text{p-A}} = \sigma_{\text{p-p}} \times A.$$

Dans la région cinématique de l'expérience NA50 (ou NA38), les modifications induites par l'environnement nucléaire sur les fonctions de distribution des partons (effet EMC, shadowing et anti-shadowing) sont peu importantes. Elles peuvent cependant être prises en compte grâce à une paramétrisation récente du rapport des fonctions de distribution d'un parton dans un nucléon d'un noyau A et dans un nucléon libre, $R_i^A(x, Q^2) = q_{i/A}(x, Q^2)/q_i(x, Q^2)$ [EKS 99]. La figure 1.10 montre par exemple ce rapport pour un noyau de Plomb et pour deux saveurs de partons : u et \bar{d} dans le cas des fonctions de distribution des partons MRS A [MRS 95].

Ces modifications induites par l'environnement nucléaire sur les fonctions de distribution des quarks et des antiquarks ont des conséquences sur la production du processus DRELL–YAN. Ainsi, le rapport des sections efficaces du processus DRELL–YAN dans les collisions Pb–Pb avec et sans prise en compte des effets nucléaires dépend de la masse invariante de la paire de muons (voir figure 1.11). Une différence d'environ 20% existe entre les deux valeurs extrêmes de ce rapport calculé sans limitation d'espace de phase pour les dimuons.

b. Les dileptons provenant des résonances et des interactions hadrons–hadrons

Les dileptons peuvent provenir des désintégrations des résonances hadroniques comme le η , ρ , ω , ϕ ou J/ψ . Au-dessous du pic du ρ , les dimuons proviennent essentiellement des

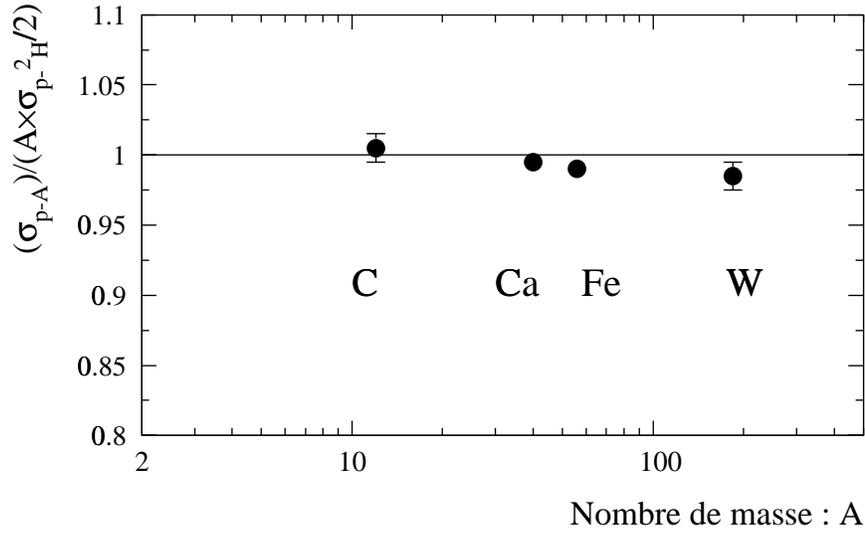


Figure 1.9 – Section efficace de production du processus DY dans les collisions proton–noyau rapportée aux collisions proton–déutérium en fonction de la masse A de la cible. (figure inspirée de [Alde 91]).

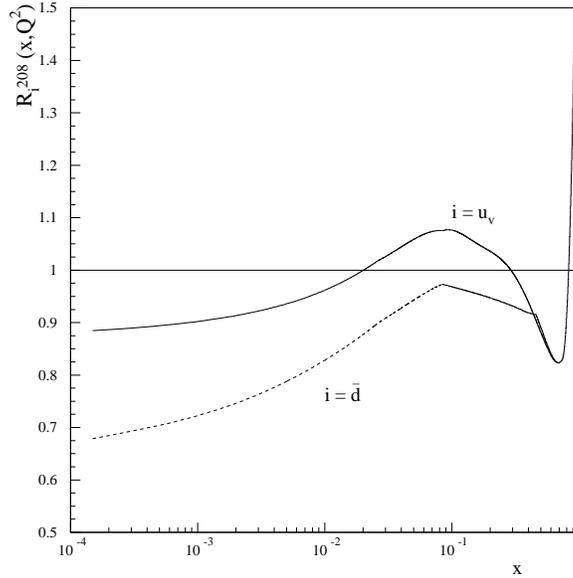


Figure 1.10 – Rapport des fonctions de distribution d’un parton dans un proton d’un noyau de Plomb et dans un proton libre en fonction de x pour deux saveurs de partons : u et \bar{d} ($Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ et MRS A).

désintégrations de Dalitz des hadrons ($\eta, \eta' \rightarrow l^+l^-\gamma$ ou $\omega \rightarrow l^+l^-\pi^0$). La désintégration des résonances hadroniques ($V \rightarrow \mu^+\mu^-$) se caractérise par un pic dans le spectre de masse invariante de la paire l^+l^- , dont la largeur dépend du temps de vie intrinsèque de la résonance. Les résonances hadroniques telles que le ρ , ω et ϕ proviennent à la fois des collisions noyau–noyau initiales avant thermalisation et des collisions des pions pendant la phase de thermalisation du gaz hadronique. La désintégration de la résonance J/ψ produit

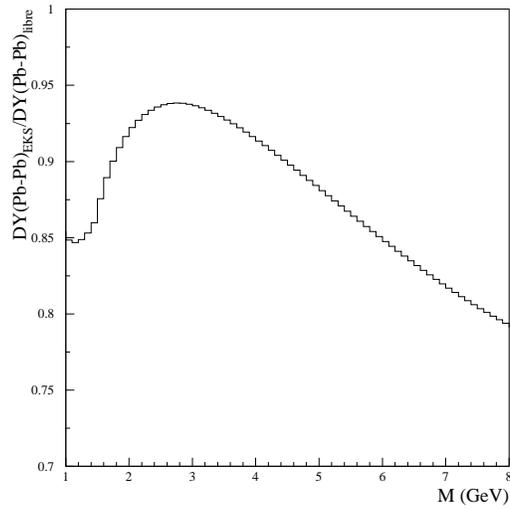


Figure 1.11 – Rapport des sections efficaces de production du processus DY avec et sans prise en compte des effets nucléaires sur les fonctions de distribution des partons (MRS A) en fonction de la masse de la paire de muons.

un pic dans le spectre à la masse invariante de $3.097 \text{ GeV}/c^2$. Cette grande masse interdit, aux énergies du SPS, au J/ψ d’être créé lors d’un processus mou ou après thermalisation du gaz hadronique. La production du J/ψ provient donc essentiellement de processus durs. La production du J/ψ et son comportement dans la matière nucléaire seront étudiées plus en détail dans le paragraphe 1.5.2. Les paires de leptons peuvent également provenir de l’interaction d’un hadron chargé (un pion par exemple) avec son antiparticule suivant le processus $h + \bar{h} \longrightarrow l^+ + l^-$ comme nous le verrons au chapitre 9.

c. Les dileptons provenant des paires de mésons charmés

Dans les processus durs nucléon–nucléon, les mésons charmés comme D^+ et D^- sont produits par l’interaction d’un constituant d’un des nucléons avec le constituant de l’autre nucléon. En particulier, à l’ordre le plus bas de la théorie et à l’énergie du SPS, la paire $c\bar{c}$ est produite par l’interaction d’un gluon d’un des nucléons avec un gluon de l’autre nucléon (environ 80 % de la section efficace totale),

$$g + g \longrightarrow c + \bar{c}, \quad (1.3)$$

comme l’illustre les figures 1.12b, 1.12c et 1.12d. Une paire $c\bar{c}$ peut également être produite par l’interaction d’un quark d’un des nucléons avec un antiquark de l’autre nucléon pour former un gluon virtuel qui décroît en une paire $c\bar{c}$,

$$q + \bar{q} \longrightarrow g^* \longrightarrow c + \bar{c}, \quad (1.4)$$

comme l’illustre la figure 1.12a.

Un méson charmé D^+ est une particule composite formée d’un quark charmé et d’un antiquark \bar{u} , \bar{d} ou \bar{s} . L’antiparticule correspondante D^- est composée d’un antiquark charmé et d’un quark u , d ou s . Après la formation d’une paire $c\bar{c}$ suivant les processus 1.3

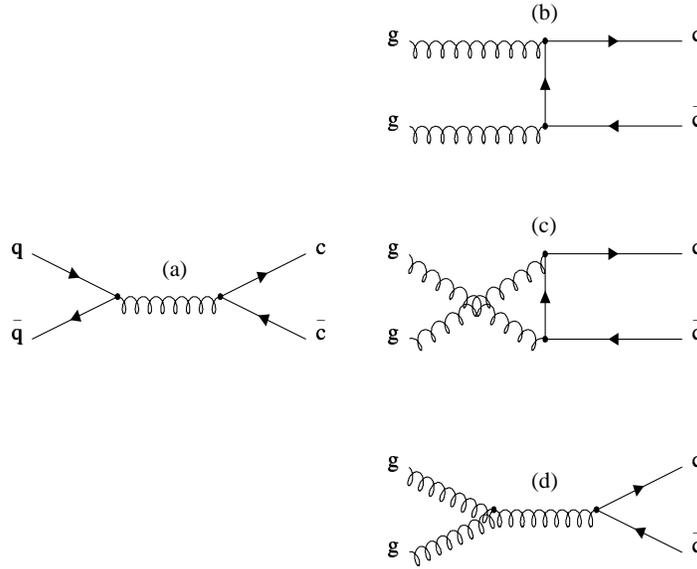


Figure 1.12 – Diagrammes de Feynman à l’ordre le plus bas conduisant à la production d’une paire $c\bar{c}$.

et 1.4, la fragmentation du quark c en un méson D^+ et la fragmentation de l’antiquark \bar{c} en un méson D^- conduit à la production d’une paire D^+D^- . Les désintégrations du méson D^+ en l^+X et du méson D^- en l^-X produisent donc, au final, une paire l^+l^- .

La liste non exhaustive suivante [Groom 00] présente les différents mésons charmés ainsi que leur taux de branchement ($B_{D \rightarrow \mu X}$) en muon :

- Mésons charmés ($C = \pm 1$) :
 - D^0 ($c\bar{u}$) et \bar{D}^0 ($\bar{c}u$) : $M = (1864.5 \pm 0.5)$ MeV et $B_{D \rightarrow \mu X} = (6.6 \pm 0.8)$ %.
 - D^+ ($c\bar{d}$) et D^- ($\bar{c}d$) : $M = (1869.3 \pm 0.5)$ MeV et $B_{D \rightarrow \mu X} = (17.2 \pm 1.9)$ %.
- Mésons étranges et charmés ($C = S = \pm 1$) :
 - D_s^+ ($c\bar{s}$) et D_s^- ($\bar{c}s$) : $M = (1968.6 \pm 0.6)$ MeV et $B_{D \rightarrow \mu X} = (8.0^{+6}_{-5})$ %.
- Baryons charmés ($C = +1$) :
 - Λ_c^+ (udc) et Λ_c^- ($\bar{u}\bar{d}\bar{c}$) : $M = (2284.9 \pm 0.6)$ MeV et $B_{D \rightarrow \mu X} = (4.5 \pm 1.7)$ %.
 - Ξ_c^+ (usc) et Ξ_c^- ($\bar{u}\bar{s}\bar{c}$) : $M = (2466.3 \pm 1.4)$ MeV et $B_{D \rightarrow \mu X} = (8.0 \pm 5.0)$ %.
 - Ξ_c^0 (dsc) et $\Xi_c^{\bar{0}}$ ($\bar{d}\bar{s}\bar{c}$) : $M = (2471.8 \pm 1.4)$ MeV et $B_{D \rightarrow \mu X} = (8.0 \pm 5.0)$ %.
 - Ω_c^0 (ssc) et $\bar{\Omega}_c^0$ ($\bar{s}\bar{s}\bar{c}$) : $M = (2704.0 \pm 4.0)$ MeV et $B_{D \rightarrow \mu X} = (8.0 \pm 5.0)$ %.

La figure 1.13 compare la section efficace totale de production de la paire $c\bar{c}$ des différentes données expérimentales avec les calculs théoriques à l’ordre le plus bas (LO), $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. Ces calculs correspondent aux prédictions du générateur PYTHIA [Sjöstrand 94] (avec MRS A et $m_c = 1.5$ GeV/ c^2), multipliées par un facteur $K_{D\bar{D}}$ de l’ordre de 4.5 qui rend compte des corrections apportées par les ordres supérieurs (NLO).

Les corrections NLO, $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, apportées par des diagrammes du type émission réelle ou virtuelle d’un gluon sont maintenant accessibles théoriquement [MNR 92]. Elles permettent de s’affranchir du facteur $K_{D\bar{D}}$ [Gavai 95] mais comme pour le calcul LO, la section efficace calculée dépend encore fortement de la masse du quark charmé et des fonctions de distribution des partons utilisées. La figure 1.14 illustre cette dépendance pour trois masses de quark charmé différentes ($m_c = 1.3$ GeV/ c^2 , $m_c = 1.5$ GeV/ c^2 et $m_c = 1.7$ GeV/ c^2) et deux paramétrisations des fonctions de distribution des partons (MRS A et

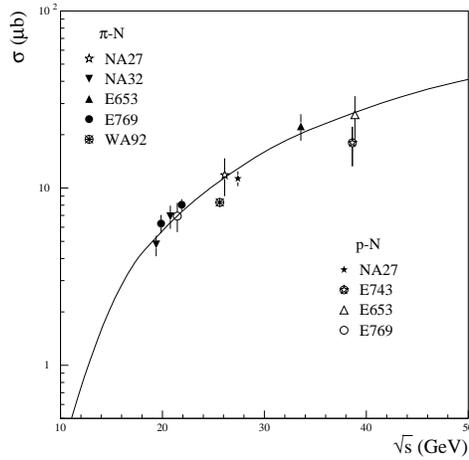


Figure 1.13 – Section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ pour $x_F > 0$ dans les collisions induites par un pion ou un proton en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les valeurs expérimentales proviennent de : NA16 [Aguilar 84], NA27 [Aguilar 86], NA32 [Barlag 88], E653 [Kodama 91], E743 [Ammar 88], E769 [Alves 96] et E789 [Leitch 94] après correction du facteur de branchement des mésons charmés en muons [Braun–Munzinger 98]. La courbe en trait plein représente les calculs effectués avec PYTHIA pour des collisions p–p multipliés par un facteur 4.5.

MRS D0' [MRS 95]).

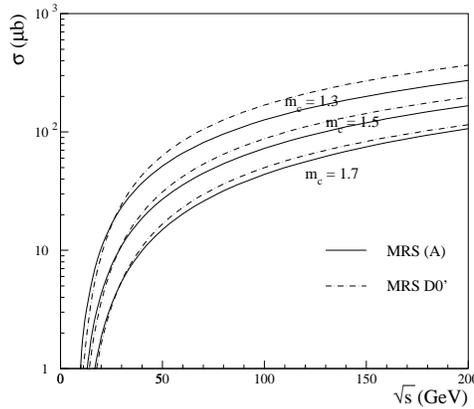


Figure 1.14 – Dépendance de la section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ calculée à l'ordre NLO avec la masse du quark charmé (en GeV/c^2) et de la paramétrisation des fonctions de distribution des partons.

La section efficace de production du charme dans les collisions p–A dépend du nombre de masse A : $\sigma_{c\bar{c}}^{pA} = \sigma_{c\bar{c}}^{pp} \times A^\alpha$. Les effets d'isospin peuvent être négligés aux énergies du SPS ($\sqrt{s} = 29.1$ GeV pour les collisions p–A et $\sqrt{s} = 17.3$ GeV pour les collisions Pb–Pb) car le modèle des partons prévoit qu'environ 80% des paires $c\bar{c}$ sont formées par fusion de gluons (i.e. suivant les diagrammes 1.12b, 1.12c et 1.12d). Les résultats expérimentaux de la collaboration E769 [Alves 93] donnent la valeur $\alpha = 1.00 \pm 0.05 \pm 0.02$ pour la production de $D\bar{D}$, ce qui est compatible avec la valeur $\alpha = 1$ prédite par le modèle des partons. La figure 1.15 illustre la dépendance linéaire des sections efficaces de production

des mésons D^0 et D^+ , σ_{D^0} et σ_{D^+} , avec le nombre de masse du noyau cible pour des collisions pion–noyau ($A = \text{Be, Al, Cu et W}$).

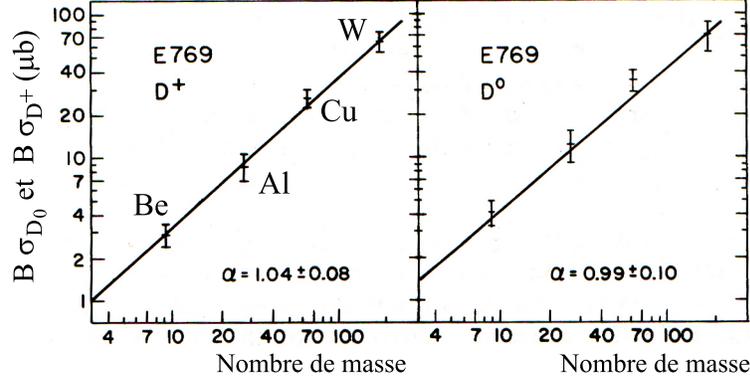


Figure 1.15 – Sections efficaces de production σ_{D^0} et σ_{D^+} multipliées par le taux de branchement B des mésons D en muons en fonction du nombre de masse A (figure tirée de [Appel 92]).

d. La désintégration des pions et des kaons

Un autre processus physique peut, par des désintégrations décorréliées des mésons π et K (figure 1.16) produits en grand nombre dans les collisions d’ions lourds, contribuer de façon importante au spectre des dileptons. Il se manifeste par un fond continu qui s’étend de la région des basses masses ($\sim 0.2 \text{ GeV}/c^2$) où il est prédominant jusqu’à celle des résonances J/ψ et ψ' (environ $4 \text{ GeV}/c^2$).

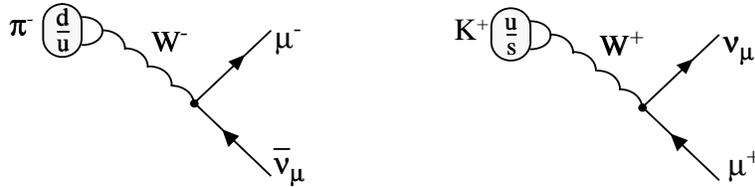


Figure 1.16 – Désintégration des mésons π et K en muons et neutrinos.

Ce bruit de fond doit être impérativement soustrait pour pouvoir extraire les composantes des autres signaux. La méthode utilisée pour soustraire ce bruit de fond est présentée en détail dans le chapitre 6.

1.3.3 Le spectre des dimuons dans l’expérience NA50

Finalement, dans le domaine de masse allant de 0.2 à $8.0 \text{ GeV}/c^2$ étudié dans l’expérience NA50, les dimuons $\mu^+\mu^-$ détectés proviennent essentiellement :

- des dimuons produits par le QGP s’il est créé ;
- des désintégrations des mésons η , ρ , ω et ϕ ou des désintégrations de Dalitz des hadrons η , η' et ω . Ces résonances dominent le spectre de masse pour des masses invariantes inférieures à $1 \text{ GeV}/c^2$;
- des désintégrations de paires de mésons $D\bar{D}$ formant un continuum de masse ;

- de la désintégration des résonances J/ψ et ψ' ;
- du processus DRELL-YAN ;
- des coïncidences fortuites entre des muons issus des désintégrations des mésons π et K .

Un spectre expérimental de masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$ est représenté sur la figure 1.17. Ce spectre est caractérisé par un continuum décroissant sur lequel se superposent les différentes résonances.

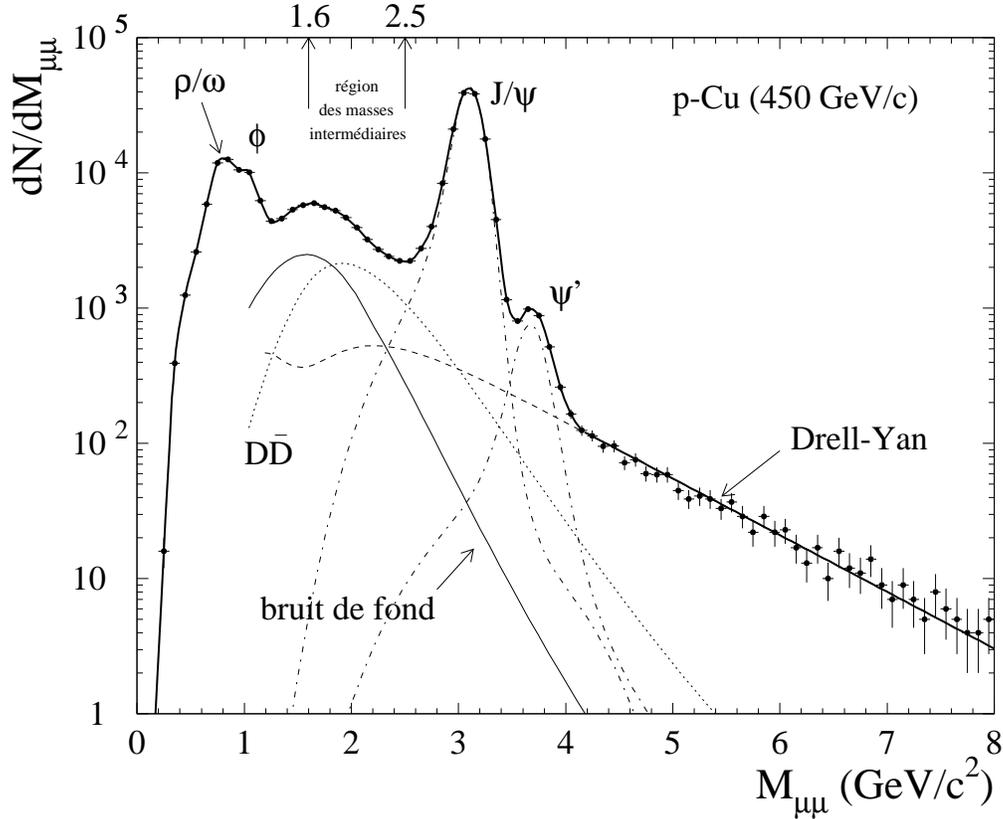


Figure 1.17 – Distribution expérimentale $dN/dM_{\mu\mu}$ des paires $\mu^+\mu^-$ en fonction de la masse invariante des dimuons pour les collisions p-Cu à 450 GeV/c.

1.4 Les signatures expérimentales du plasma

De nombreuses signatures expérimentales ont été proposées pour mettre en évidence la création du QGP dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes [Bass 99, Wong 94]. Dans ce paragraphe, nous décrivons tout d'abord les signaux accessibles à l'expérience NA50 : la suppression de la résonance J/ψ , l'augmentation de production d'étrangeté et la production de dileptons thermiques. Pour finir, certains autres signaux étudiés au CERN par les différentes expériences (NA44, NA49, NA52, WA97/NA57, WA98 et CERES) participant au programme des ions lourds du CERN seront présentés brièvement. Les données combinées de ces sept expériences ont permis de présenter des indices forts de l'existence de ce nouvel état de la matière nucléaire [Heinz 00]. Après confirmation de la formation du plasma de quarks et de gluons, il reste là un territoire entièrement nouveau

à explorer, celui des propriétés physiques de cet état. Une telle étude sera faite par le collisionneur d'ions lourds relativistes (RHIC) au Laboratoire National de Brookhaven (qui a démarré son programme expérimental en 2000) et plus tard (au-delà de 2005) par le grand collisionneur de hadrons (LHC) du CERN grâce aux expériences ALICE et CMS.

1.5 La suppression de la résonance J/ψ

1.5.1 Le mécanisme de production du J/ψ

La production d'un méson J/ψ (figure 1.18) dans une collision hadron-hadron débute par la formation d'une paire $c\bar{c}$ qui, à haute énergie, a lieu principalement par fusion de gluons [Satz 95].

La paire $c\bar{c}$ est généralement créée dans un état coloré. Pour neutraliser sa couleur, la paire $c\bar{c}$ émet ou absorbe un gluon formant ainsi, un état $c\bar{c}-g$ singlet de couleur. Cet état évolue ensuite vers une résonance physique, en particulier le J/ψ .

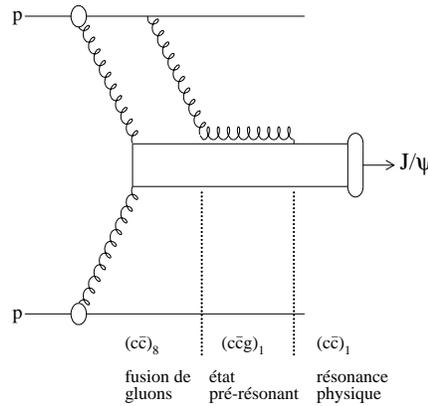


Figure 1.18 – Production du J/ψ dans une collision p-p.

Le passage par un état intermédiaire dans le processus de formation du J/ψ a des conséquences sur le taux de production du charmonium dans les collisions noyau-noyau. La présence des noyaux cible et projectile conduit, en effet, à une diminution de la production du J/ψ , relativement aux collisions p-p, en raison de l'interaction de cet état intermédiaire $c\bar{c}-g$ avec la matière environnante comme nous le verrons dans un paragraphe suivant.

1.5.2 La suppression du J/ψ en présence de plasma

En 1986, Matsui et Satz [Matsui 86] ont prédit que la présence d'un milieu dense et déconfiné doit interdire la formation des résonances de saveurs lourdes telles que la résonance J/ψ en raison d'un effet d'écran de couleur. Un autre mécanisme possible de suppression est l'interaction du J/ψ avec les partons du milieu déconfiné. Ces deux processus sont présentés ci-après.

a. L'effet d'écran de couleur

L'interaction interquarks qui caractérise la liaison $c\bar{c}$ du J/ψ peut être décrite par le potentiel, $V_{q\bar{q}}(r, T)$, non relativiste suivant [Eichten 80] :

$$V_{q\bar{q}}(r, 0) = \underbrace{\sigma r}_{\text{confinement}} - \underbrace{\frac{\alpha}{r}}_{\text{échange d'un gluon}} \quad (1.5)$$

où r représente la distance entre les quarks, σ est un paramètre décrivant la tension de corde et α un coefficient de couplage caractérisant l'échange de gluons entre les quarks.

Lorsque l'on place le système $q\bar{q}$ dans un milieu déconfiné, donc dans un milieu où la température est supérieure à la température critique T_c , la liaison interquark est modifiée par l'effet d'écran de couleur. Le potentiel d'interaction peut alors être paramétré suivant la forme :

$$V_{q\bar{q}}(r, T) = (\sigma/\mu(T)) \left(1 - e^{-\mu(T)r}\right) - \frac{\alpha}{r} e^{-\mu(T)r} \quad (1.6)$$

où la masse d'écran $\mu(T) = 1/r_D(T)$ est l'inverse de la longueur d'écran (rayon de Debye). Pour $\mu = 0$, on retrouve le potentiel confinant de l'équation 1.5. Pour $\mu \neq 0$, la forme 1.6 du potentiel vérifie :

$$\lim_{r \rightarrow 0} r V_{q\bar{q}}(r, T) = -\alpha ,$$

pour les courtes distances, la dépendance attendue en $1/r$ du fait que $\sigma \rightarrow 0$ est effectivement retrouvée. Pour les grandes valeurs de r , on a :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{1}{r} \ln [\sigma/\mu - V_{q\bar{q}}(r, T)] = -\mu(T) ,$$

ce qui montre que la force de liaison des quarks décroît exponentiellement avec la masse d'écran $\mu(T)$. Lorsque la température augmente, $\mu(T)$ augmente et la résonance liée $c\bar{c}$ disparaît. Les calculs de QCD sur réseau à température finie, permettent de déterminer la dépendance de la masse d'écran $\mu(T)$ avec la température. Le tableau 1.1 résume les caractéristiques de dissociation des états $c\bar{c}$ les plus importants obtenues avec $T_c = 170$ MeV [Satz 00]. L'énergie de liaison de la résonance $c\bar{c}$ est calculée comme la différence d'énergie entre la masse de la résonance et le seuil des particules à charme ouvert (D, \bar{D}) : $\Delta E = 2M_D - M_{c\bar{c}}$.

résonance	masse (GeV/c ²)	largeur (keV/c ²)	rayon (fm)	énergie de liaison (GeV)	μ_d (GeV)	T_d/T_c
J/ ψ (1S)	3.097	87	0.453	0.64	0.68	1.2
χ_c (1P)	3.511	880	0.696	0.24	0.35	1.0
ψ' (2S)	3.686	277	0.875	0.06	0.35	1.0

Tableau 1.1 – Masse, largeur, rayon, énergie de liaison, masse d'écran μ_d et température de dissociation T_d des résonances J/ ψ , χ_c et ψ' [Satz 00].

Pour le χ_c et ψ' , la température de dissociation correspond à la température critique du déconfinement, tandis que le J/ ψ , plus lié, survit jusqu'à une température de l'ordre de $1.2 T_c$. Les quarks c et \bar{c} sont alors séparés. Lorsque le milieu se refroidit, au moment de la transition vers la phase de confinement, ils sont généralement trop éloignés pour se voir l'un et l'autre. Ainsi, le quark c se combinera avec un antiquark plus léger, très abondant

dans le milieu, pour former un méson à charme ouvert D et l’antiquark \bar{c} formera un méson \bar{D} en s’associant à un quark léger. Du fait de la masse élevée du quark charmé ($m_c \simeq 1.5 \text{ GeV}/c^2$), la production de résonances $c\bar{c}$ thermalisées est très faible au SPS.

b. La dissociation de J/ψ par les gluons

Un modèle dynamique de la suppression du J/ψ par la matière déconfinée est apparu par la suite [Kharzeev 94]. L’énergie de liaison élevée (voir tableau 1.1) du J/ψ , le rend résistant aux interactions avec les gluons d’un gaz de hadrons. En effet, pour un gaz de pions possédant une température $T = 150 \text{ MeV}$ (où l’impulsion moyenne des pions est donc $3T = 450 \text{ MeV}$), l’impulsion moyenne des gluons est d’environ $0.6T$ soit 90 MeV , insuffisante pour détruire le J/ψ . Par contre, si le milieu est déconfiné, l’interaction d’un J/ψ avec un gluon dur peut “casser” la liaison $c\bar{c}$ puisque les partons eux-même possèdent une impulsion moyenne égale à $3T$, et peuvent alors atteindre les 600 MeV nécessaires pour dissocier le J/ψ . Dans ce modèle, le taux de dissociation du J/ψ peut donc renseigner sur la “dureté” des gluons et par conséquent sur la nature déconfinée ou non du milieu dans lequel il se trouve.

1.5.3 L’absorption “normale” du J/ψ dans la matière nucléaire

Les données obtenues par les expériences NA38 et NA50, concernant la section efficace de production du J/ψ dans les collisions proton–noyau et noyau–noyau [Abreu 97], sont représentées sur la figure 1.19 en fonction du produit $A \times B$ des nombres de masse du projectile et de la cible respectivement. Les données entre p–p et S–U sont compatibles avec une loi d’absorption de la forme : $\sigma_{J/\psi}^{AB} = \sigma_{J/\psi}^{pp} \times (AB)^\alpha$. On obtient $\alpha = 0.92 \pm 0.01$ (figure 1.19).

Cette absorption dite “normale” de la résonance J/ψ dans les collisions proton–noyau et soufre–uranium par rapport aux collisions proton–proton est interprétée comme étant due aux interactions de la résonance J/ψ , ou plus précisément de l’état pré-résonant $c\bar{c}$ -g, avec la matière nucléaire environnante. La section efficace d’absorption “normale” peut être calculée et vaut $6.2 \pm 1.1 \text{ mb}$ [Abreu 97].

Si on extrapole cette loi d’absorption au-delà du point S–U, on s’aperçoit que le point de l’expérience NA50 correspondant aux collisions Pb–Pb se trouve environ 25% plus bas que la valeur attendue en cas d’absorption de l’état pré-résonant par la matière nucléaire. Ce résultat met donc en évidence l’intervention d’un phénomène nouveau pour ces collisions. Nous parlerons ainsi d’une absorption “anormale” de la résonance J/ψ [Abreu 00a].

1.5.4 L’absorption “anormale” du J/ψ dans les collisions Pb–Pb

A partir de l’observation de cette absorption “anormale”, les données des collisions Pb–Pb ont été étudiées en fonction de la centralité des collisions estimée par la densité d’énergie ϵ calculée selon la formule de Bjorken. Pour ce faire, le taux de production de la résonance J/ψ est comparé à celui du processus DRELL–YAN dont on a vérifié qu’il est bien proportionnel au produit $A \times B$ [Abreu 97]. Pour les collisions périphériques, le rapport des sections efficaces du J/ψ et du DY s’inscrit dans la continuité des données obtenues avec les systèmes plus légers. Par contre pour les collisions plus centrales, la production de J/ψ est supprimée bien au-delà de ce que prévoit la loi d’absorption nucléaire. La figure 1.20 montre le taux de production du J/ψ mesuré dans les différentes collisions normalisé par

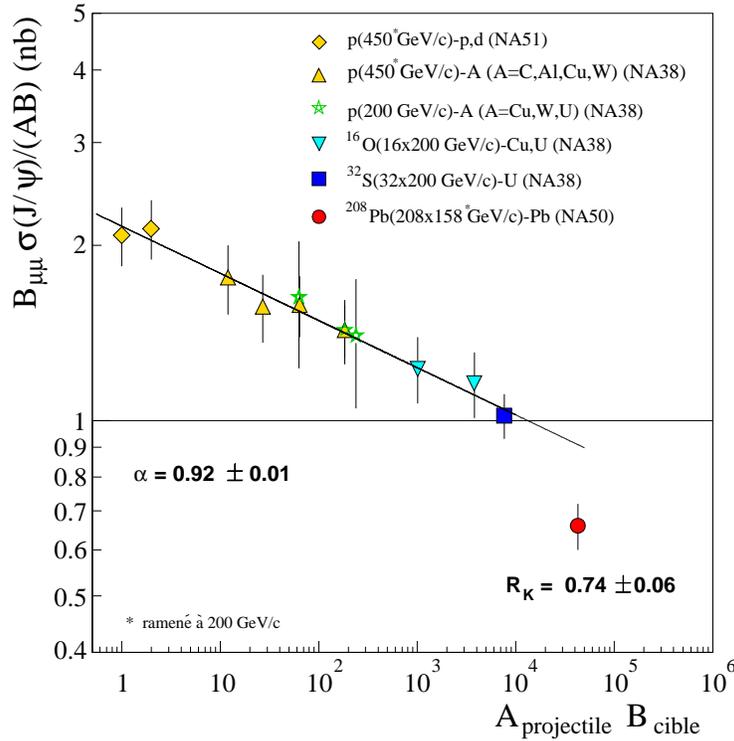


Figure 1.19 – Section efficace de production du J/ψ par collision nucléon–nucléon en fonction du produit $A \times B$ des nombres de masse du projectile et de la cible [Abreu 97].

le taux de production attendu en cas d’absorption nucléaire uniquement en fonction de la densité d’énergie ϵ . Cette courbe se caractérise par la présence de plusieurs paliers.

Plusieurs modèles théoriques ont été proposés pour expliquer le comportement observé. Les modèles hadroniques conventionnels [Capella 00, Geiss 99, Kahana 99, Spieles 99, Hüfner 00], qui ne font pas intervenir une phase déconfinée ne sont pas capables de décrire complètement la forme de la suppression [Abreu 00a]. Par contre, les modèles faisant intervenir une phase déconfinée [Blaizot 00, Satz 00] expliquent naturellement la présence des seuils observés.

1.6 La production d’étrangeté

Un autre signal de la formation du QGP serait une production accrue de particules étranges [Koch 86, Rafelski 82]. En particulier, le méson vecteur ϕ , état lié $s\bar{s}$, observable dans l’expérience NA50 grâce aux dimuons de désintégration, doit rendre compte de cette augmentation. A. Shor prévoit que dans le cas de la formation d’un plasma, la production de ϕ doit augmenter par rapport à celle des résonances non étranges comme le ρ ou ω non affectées par le plasma [Shor 85]. La figure 1.21 montre la dépendance du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ mesurée par l’expérience NA50 en fonction de la centralité (nombre de participants, estimé à partir de l’énergie transverse mesurée) des collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon [Willis 99]. On constate que la production du méson ϕ augmente plus rapidement avec la centralité que les résonances ρ et ω , en accord avec les prévisions théoriques de A. Shor.

Au CERN, l’expérience WA97 est dédiée à l’étude de la production des mésons et baryons étranges, comme Ξ , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ω , etc. La comparaison des résultats obtenus en collisions

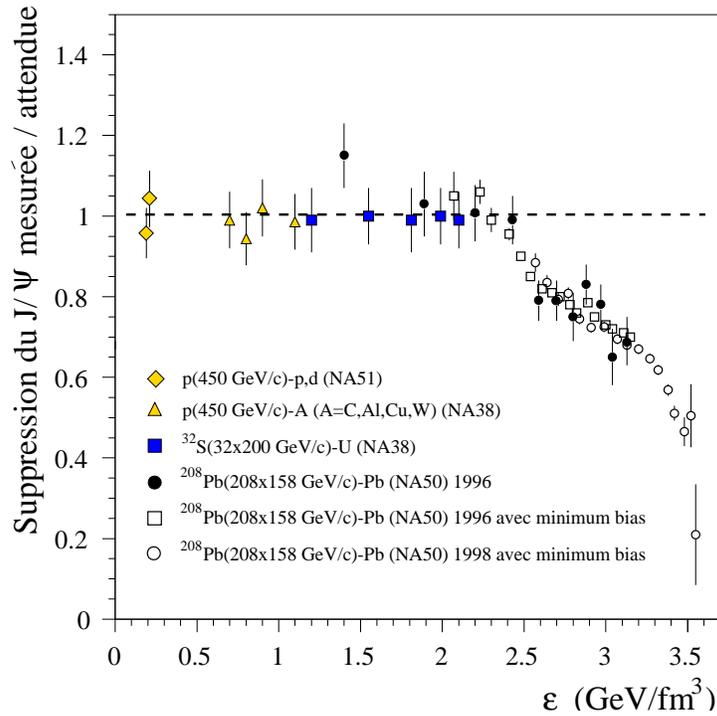


Figure 1.20 – Taux de production du J/ψ mesuré normalisé par le taux de production attendu en cas d'absorption nucléaire en fonction de la densité d'énergie [Abreu 00a].

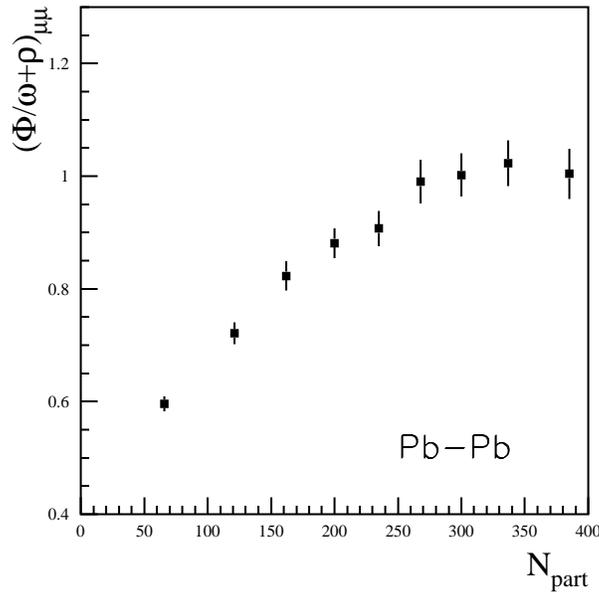


Figure 1.21 – Rapport $\phi/(\rho+\omega)$ mesuré dans les interactions Pb–Pb en fonction du nombre de participants (centralité de la collision) [Willis 99].

Pb–Pb et p–Pb, indiquent une augmentation de la production d'étrangeté dépendant à la fois de la centralité de la collision et du contenu en étrangeté des hypérons [Antinori 99] (voir figure 1.22).

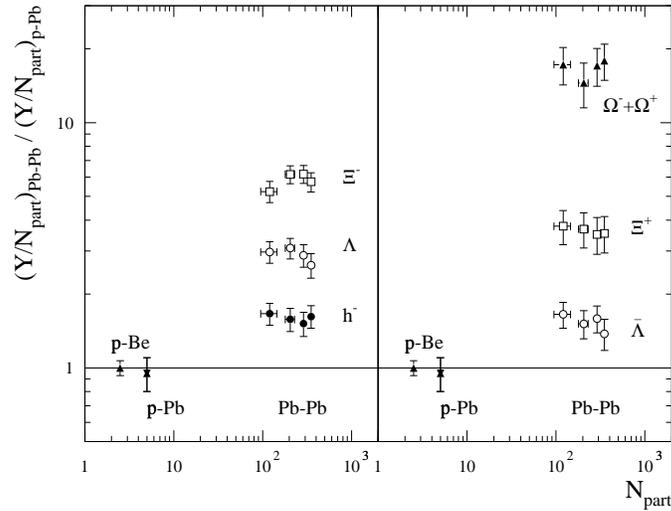


Figure 1.22 – Taux de production des hyperons étranges dans les collisions Pb–Pb divisé par le nombre de participants (N_{part}) rapporté aux collisions p–Pb en fonction de N_{part} [Antinori 99].

Ainsi, une augmentation d'un facteur 20 environ de la production de $\Omega^+ + \Omega^-$ est observée, ce qui paraît difficilement explicable dans le cadre de modèles purement hadroniques. Ces résultats peuvent, par contre, s'expliquer dans le cas de la formation d'un plasma.

1.7 La production de photons et de dileptons thermiques

L'annihilation des quarks et des antiquarks (voir paragraphe 1.3.1) présents dans le plasma conduit à la formation de photons réels. Cette annihilation $q\bar{q}$ peut également créer des photons virtuels qui se matérialisent alors en une paire de leptons, appelée dilepton thermique si les quarks et les gluons du plasma sont en équilibre thermique. Ces photons ou dileptons thermiques peuvent donner une information sur l'état thermodynamique du système lors de leur création [Ruuskanen 92]. En effet, ces signaux, ne subissant pas les interactions fortes, ne sont pas affectés par l'évolution de la matière hadronique dense et chaude les entourant. Ces signaux thermiques sont le seul signal direct provenant de la formation du plasma. La zone favorable d'observation des dileptons thermiques serait dans une région de masse comprise entre le ϕ et le J/ψ [Shuryak 80].

Toutefois, des développements théoriques ont montré qu'un gaz de hadrons (HG) en équilibre thermique peut également émettre des dileptons (ou photons) du type thermique, par annihilation de pions [Kapusta 91] : $\pi\pi \rightarrow l^+l^-$, $\pi a_1 \rightarrow l^+l^-$, $K\bar{K} \rightarrow l^+l^-$, etc. Parmi ces processus, $\pi a_1 \rightarrow l^+l^-$ est le plus important dans la région de masse allant de 1.5 à 2.5 GeV/c² [Li 98]. Pour une température donnée du milieu (HG ou QGP) les distributions des dimuons sont identiques, rendant impossible la séparation entre les mécanismes responsables de leur création [Ruuskanen 92]. Le signal intéressant lié à l'existence du plasma est donc superposé à celui provenant du gaz de hadrons.

Au CERN, l'expérience WA98 étudie la production de photons directs dans les collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon. Le taux de production des photons est mesuré en fonction de l'impulsion transverse du photon. Les résultats obtenus sur les collisions les

plus centrales montrent un excès significatif de photons pour une impulsion transverse supérieure à 1.5 GeV/c [Aggarwal 00]. La figure 1.23 illustre la présence de cet excès en représentant le rapport entre le nombre de photons mesurés $\gamma_{\text{mesuré}}$ et attendus γ_{attendu} en fonction de l'impulsion transverse du photon. Le rapport correspondant aux collisions périphériques est compatible avec 1, i.e. pas d'excès de photons directs. Par contre, les collisions Pb–Pb centrales montrent un excès pour les grandes impulsions transverses d'environ 20%.

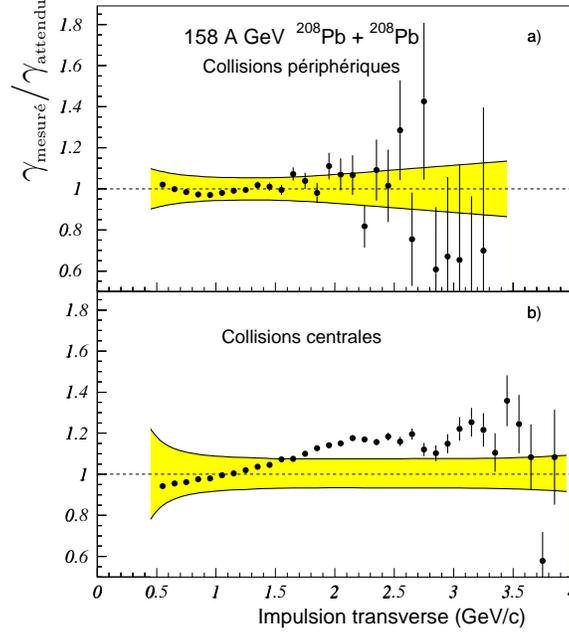


Figure 1.23 – Rapport $\gamma_{\text{mesuré}}/\gamma_{\text{attendu}}$ en fonction de l'impulsion transverse pour des collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon périphériques (a) et centrales (b). Seules les erreurs statistiques figurent sur les données. Les erreurs systématiques dépendantes de p_T sont indiquées par les bandes grisées [Aggarwal 00].

En ce qui concerne les dileptons, trois expériences situées au CERN permettent leur détection : CERES, HELIOS/3, NA38 et NA50.

CERES mesure la production de diélectrons dans la région en masse invariante inférieure à 1.5 GeV/c². Dans les collisions Pb–Au, CERES observe un excès de diélectrons dans la fenêtre de masse $200 < M_{e^+e^-} < 700$ MeV/c² d'un facteur 2.6 ± 0.5 (stat.) ± 0.6 (syst.) par rapport au nombre d'électrons attendu [Agakichiev 99] alors que le spectre de masse observé avec des protons est bien représenté par la désintégration en paire de leptons des différentes résonances hadroniques. Un tel excès peut être interprété par une diminution de la masse du ρ liée à l'approche de la restauration de la symétrie chirale [Brown 91]. Cependant, certains modèles théoriques [Chanfray 96, Rapp 99], expliquent cet excès sans faire intervenir la formation du QGP, par la modification des propriétés des mésons π et ρ dans un gaz dense et chaud. Une interprétation en termes de dileptons thermiques a également été proposée [Wambach 98].

L'expérience HELIOS/3 étudie la production de dimuons dans la région de masse entre le ϕ et le J/ψ dans les interactions p–W et S–W à 200 GeV/c/nucléon. Les résultats des collisions S–W sont en excès par rapport au taux de production de dimuons déduit des collisions p–W [Angelis 00]. Cet excès atteint 2.4 ± 0.3 et dépend peu de la centralité des

collisions et de la rapidité de la paire $\mu^+\mu^-$.

Les expériences NA38 et NA50 quant à elles, observent également un excès de dimuons dans la région de masse invariante $1.5 < M_{\mu\mu} < 2.5$ GeV/c² dans les collisions S-U (200 GeV/c/nucléon) et Pb-Pb (158 GeV/c/nucléon) par rapport au nombre de dimuons attendu déterminé par l'extrapolation des résultats des collisions proton-noyau [Abreu 00b]. La détermination, l'étude et l'interprétation de cet excès font l'objet de cette thèse et seront développées en détail dans les chapitres 7, 8 et 9.

Chapitre 2

L'expérience NA50

Sommaire

2.1	Le faisceau	30
2.2	Les détecteurs de contrôle du faisceau	31
2.2.1	L'hodoscope de faisceau	31
2.2.2	Les chambres GANIL	31
2.2.3	Les compteurs antihalo	32
2.2.4	Les télescopes J, S et V	32
2.3	Le système cible	32
2.3.1	Les données Pb–Pb	32
2.3.2	Les données S–U	33
2.3.3	Les données p–A	33
2.4	Le détecteur de multiplicité	33
2.5	Le pré-absorbeur	33
2.6	Le calorimètre électromagnétique	34
2.7	Le calorimètre à zéro degré	35
2.8	Le spectromètre à muons	35
2.8.1	Les absorbeurs de hadrons	35
2.8.2	L'aimant	36
2.8.3	Les hodoscopes	37
2.8.4	Les chambres proportionnelles à fils	37
2.9	Le déclenchement et le système d'acquisition	37

Les expériences NA50 et NA38 sont dédiées à la mesure de la production de paires de muons dans les collisions proton–noyau et noyau–noyau de haute énergie (p–A et Pb–Pb pour NA50, S–U pour NA38). L’appareillage de l’expérience NA50 a pour éléments principaux, un spectromètre à muons précédemment utilisé par l’expérience NA10 [Anderson 84], trois détecteurs de centralité, une cible segmentée avec reconnaissance du point d’interaction et plusieurs détecteurs de contrôle du faisceau. La figure 2.1 montre une vue générale de cet appareillage. Ce détecteur est situé dans le hall souterrain ECN3 du SPS au CERN.

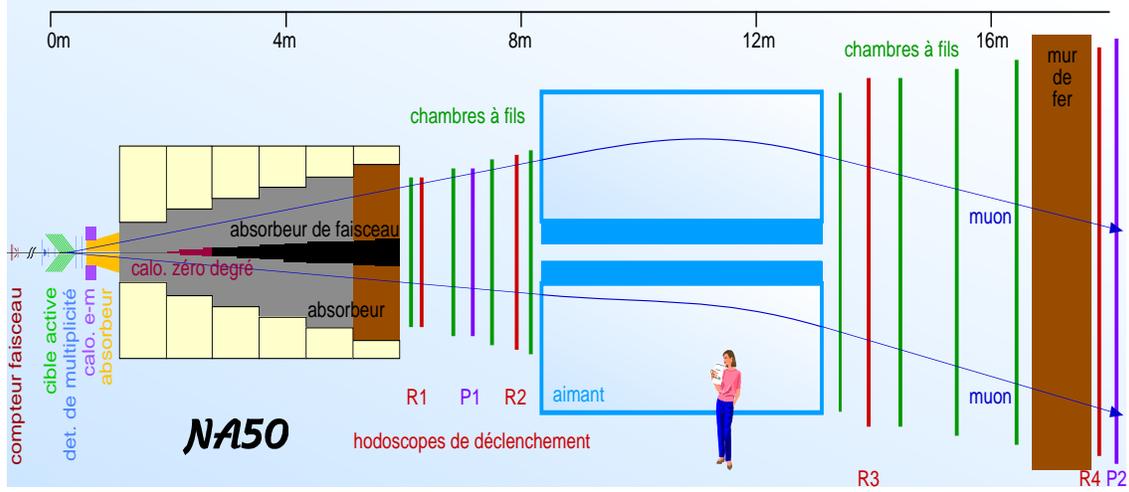


Figure 2.1 – Vue générale du détecteur de NA50 : la région cible, les détecteurs de centralité, le filtre à muons, les chambres à fils, les hodoscopes, l’aimant, le mur de fer.

Le spectromètre à muons, constituant l’élément principal de l’appareillage, permet de mesurer les vecteurs impulsions des muons produits dans la cible à partir desquels les grandeurs physiques caractérisant les paires de muons sont déduites : principalement la masse du dimuon $M_{\mu\mu}$, son impulsion transverse p_T , sa masse transverse $M_T = \sqrt{M_{\mu\mu}^2 + p_T^2}$ et sa rapidité $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ ¹.

Les variables cinématiques des dimuons sont corrélées à la géométrie des collisions noyau–noyau. La centralité des collisions est déterminée événement par événement grâce à un calorimètre électromagnétique, un calorimètre à zéro degré et un détecteur de multiplicité.

Nous décrivons ci–dessous quelques éléments du dispositif de l’expérience NA50 et soulignons les points importants aux études présentées dans ce travail. Nous détaillerons également quelques caractéristiques particulières de l’appareillage de l’expérience NA38.

2.1 Le faisceau

Les expériences NA50 et NA38 sont situées auprès de l’accélérateur SPS au terminus d’une ligne de faisceau de haute intensité. Cette ligne de faisceau permet de transporter des ions lourds, et également des protons qui servent à établir les références des différents points de physique étudiés.

¹Nous utilisons un système de coordonnées direct où z est suivant l’axe du faisceau et y pointe verticalement vers le haut.

Les faisceaux d'ions ($^{32}\text{S}^{16+}$ pour NA38 et $^{208}\text{Pb}^{82+}$ pour NA50) sont des faisceaux primaires directement extraits du SPS dont l'impulsion est de 400 GeV/c par particule chargée. Ainsi, les ions soufre sont accélérés à 200 GeV/c par nucléon et le faisceau d'ions de plomb a une impulsion de 158 GeV/c par nucléon. L'impulsion du faisceau est distribuée suivant une loi gaussienne de résolution relative (RMS) d'environ $\sigma_p/p \sim 1 \times 10^{-3}$. La cible est exposée au faisceau pendant 3 à 4 secondes à une intensité d'environ 5×10^7 ions, mesurée par l'hodoscope de faisceau (BH, voir ci-dessous), par cycle de 20 secondes (*burst*).

Le faisceau primaire de protons délivré par le SPS à une impulsion de 450 GeV/c. L'intensité du faisceau est de l'ordre de 10^9 protons par cycle de 14 secondes. Dans ces conditions, il est plus approprié d'utiliser des compteurs à ionisation fonctionnant avec de l'argon capable de mesurer le courant induit par le faisceau que l'hodoscope de faisceau.

Le profil du faisceau au niveau de la cible peut être considéré comme une distribution gaussienne avec des écarts types de $\sigma_x \sim 0.3$ mm et $\sigma_y \sim 0.6$ mm.

2.2 Les détecteurs de contrôle du faisceau

Le contrôle du faisceau en position, dimension et empilement se fait grâce aux détecteurs décrits ci-après.

2.2.1 L'hodoscope de faisceau

L'hodoscope de faisceau de l'expérience NA50 (*Beam Hodoscope* : BH) situé à 22 m en amont de la cible, dans une région où le faisceau est défocalisé, permet l'identification et le comptage des ions incidents.

Le BH est constitué de 16 lames de quartz de 0.7 mm d'épaisseur, représentant environ 3% de longueur d'interaction pour le plomb. Un photomultiplicateur, associé à chaque lame, détecte la lumière Čerenkov produite par les ions incidents dans le quartz. L'efficacité de détection d'un ion par le BH atteint 99%.

L'information fournie par ce détecteur permet la mesure de la luminosité ainsi que l'élimination des événements "empilés". En effet, la probabilité que deux ou plusieurs ions incidents arrivent ensemble pendant le temps d'ouverture de la fenêtre d'acquisition des différents détecteurs (20 ns) augmente avec l'intensité du faisceau ($\sim 18\%$ pour l'intensité des collisions Pb–Pb). Afin d'éviter de polluer les données avec de tels événements (biais sur la centralité de la collision), l'hodoscope de faisceau est utilisé pour reconnaître et rejeter les événements caractérisés par le passage simultané de plusieurs particules. Finalement, le signal du BH est aussi utilisé, après que le spectromètre a détecté une paire de muons candidate, pour stabiliser le système de déclenchement (*trigger*) avec une fluctuation en temps inférieure à 1 ns par rapport à l'arrivée de l'ion Pb.

Six détecteurs auxiliaires (BHI), constitués de lames de scintillateur, sont placés 17 cm derrière le BH et hors de la ligne de faisceau. Ils permettent d'identifier les événements où un ion Pb incident a interagi dans le BH lui même.

2.2.2 Les chambres ganil

A environ 50 cm en amont de la première cible, un ensemble de petites chambres à fils (deux paires de chambres dont les fils sont orthogonaux) servent à la vérification en ligne des profils vertical et horizontal du faisceau. Chaque paire est constituée de deux plans de fils au pas de 0.5 mm et décalés de 0.25 mm dans le plan transverse.

2.2.3 Les compteurs antihalo

Deux lames carrées de quartz, percées d'un trou de 3 mm de diamètre et situées respectivement à 44 et 11 cm en amont de la première cible, contrôlent la stabilité en position du faisceau incident.

Ces compteurs antihalo (AH1 et AH2) permettent ainsi d'éliminer aussi bien les ions incidents passant hors du trou que les fragments d'ions lourds issus de collisions en amont de la cible (dans l'air ou dans les fenêtres minces des tubes à vide par exemple).

2.2.4 Les télescopes J, S et V

Les trois télescopes J ("jura"), S ("salève") et V ("vertical") sont des groupes de scintillateur en coïncidence, positionnés hors de l'axe du faisceau et pointant vers la région cible à 90 degrés. Ils permettent le contrôle de la luminosité, et donc de la stabilité et du centrage du faisceau. En effet, on peut considérer que leur réponse est proportionnelle au nombre d'interactions.

2.3 Le système cible

La production de paires de muons étant un processus de faible section efficace, il est nécessaire de disposer d'une grande luminosité pour avoir des taux de comptage significatifs. Celle-ci est obtenue grâce à une intensité élevée du faisceau incident et une grande épaisseur de cible (de l'ordre du centimètre).

Toutefois, dans ces conditions, la probabilité qu'une interaction soit suivie d'une ré-interaction des fragments est non négligeable. Pour minimiser cet effet, il est nécessaire de segmenter la cible en plusieurs cibles. Un système de reconnaissance permettant de savoir dans quelle cible l'interaction a eu lieu doit alors être installé.

2.3.1 Les données Pb–Pb

Développée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, la cible de l'expérience NA50 [Bellaïche 97a] est constituée de plusieurs cibles (7 au maximum). Chaque cible a une épaisseur de 1 à 2 mm, correspondant à 2.5-5.0% de la longueur d'interaction. De section transverse circulaire, elles possèdent un diamètre de 2.5 mm, exceptée la première qui est plus large (5 mm) dans le but d'intercepter le faisceau dans son ensemble pour une mesure correcte de la luminosité. Les différentes cibles sont placées à 25 mm d'intervalle le long de l'axe du faisceau.

L'identification du vertex d'interaction repose sur l'utilisation de deux rangées de lames de quartz, situées après chaque cible et très près du faisceau. Une interaction dans la cible i produit des particules chargées (π^\pm , K^\pm , etc) qui génèrent des photons Čerenkov dans les lames en aval. Les propriétés angulaires de cette lumière relativement à la géométrie des lames de quartz permettent, comme nous le verrons en détail au chapitre 3, l'identification du vertex d'interaction. La cible active permet aussi, au moyen d'un algorithme de sélection, de rejeter une possible réinteraction dans une cible en aval de l'interaction primaire [Bellaïche 97b]. Les données Pb–Pb analysées dans cette thèse correspondent à l'expérience effectuée en 1996.

2.3.2 Les données S–U

Le système cible de l'expérience NA38 [Alimi 88, Mandry 92] est constitué de 10 cibles minces (1 mm d'épaisseur) disposées dans un porte cible équipé de 32 scintillateurs annulaires. Chaque scintillateur, de 5 mm de rayon intérieur, de 7 mm de rayon extérieur et de 10 mm de longueur, est lu grâce à des guides de lumière et des photomultiplicateurs. En comparant les quantités de lumière reçues par chacun des scintillateurs, il est possible d'identifier la cible d'interaction et de reconnaître les événements où l'interaction primaire est suivie d'une réinteraction. Les données S–U analysées dans ce travail correspondent à l'expérience effectuée en 1992.

2.3.3 Les données p–A

Durant les prises de données proton–noyau, la cible (passive) utilisée est unique et épaisse. Les caractéristiques des différents matériaux cibles utilisés sont rassemblées dans la tableau ci-dessous, où λ_i représente la longueur d'interaction.

matériau cible	Aluminium (Al)	Cuivre (Cu)	Argent (Ag)	Tungstène (W)
Masse (A)	26.98	63.54	107.87	183.85
Densité (g/cm ³)	2.70	8.96	10.50	17.80
Longueur (cm)	12	7.5	7.5	4.5
Longueur (% λ_i)	31.7	51.4	60.6	48.4

2.4 Le détecteur de multiplicité

Le détecteur de multiplicité (MD) [Alessandro 95] mesure la distribution angulaire et la multiplicité des particules chargées produites dans les collisions Pb–Pb. Il permet donc de caractériser les différents événements de l'expérience NA50.

Le détecteur de multiplicité est situé entre la dernière cible et le préabsorbeur. La couverture angulaire de ce détecteur inclut l'ouverture angulaire du spectromètre à muons pour toutes les cibles. C'est pourquoi le détecteur est organisé en deux unités identiques séparées de 11.8 cm, chacune servant une moitié des cibles. Chaque unité du MD est constituée d'un disque de détecteurs au silicium, de 4.4 mm de rayon intérieur et de 86 mm de rayon extérieur, segmenté radialement et azimutalement dans le but d'obtenir une occupation équivalente par élément sensible ($\Delta\eta = 0.02$, $\Delta\phi = 10^\circ$). Le nombre total de voies est d'environ 14000, conduisant à un taux d'occupation inférieur à 30% pour les collisions Pb–Pb les plus centrales.

2.5 Le pré-absorbeur

Le détecteur de multiplicité est suivi en aval par un absorbeur conique d'environ 60 cm de long dont la partie avant est située à 17 cm de la dernière cible. Constitué d'oxyde de beryllium ou d'oxyde d'aluminium suivant les prises de données, le pré-absorbeur couvre une région en pseudo-rapacité² de $2.17 < \eta < 4.93$ et est donc situé sur le trajet des muons entre la cible et le spectromètre. Un trou central suivant l'axe du faisceau permet aux ions n'ayant pas interagi dans la cible de passer à travers le pré-absorbeur

² La pseudo-rapacité est définie comme $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$.

jusqu'au calorimètre à zéro degré et à l'absorbeur de hadrons. La figure 2.2 présente une vue générale de la région cible de l'expérience NA50.

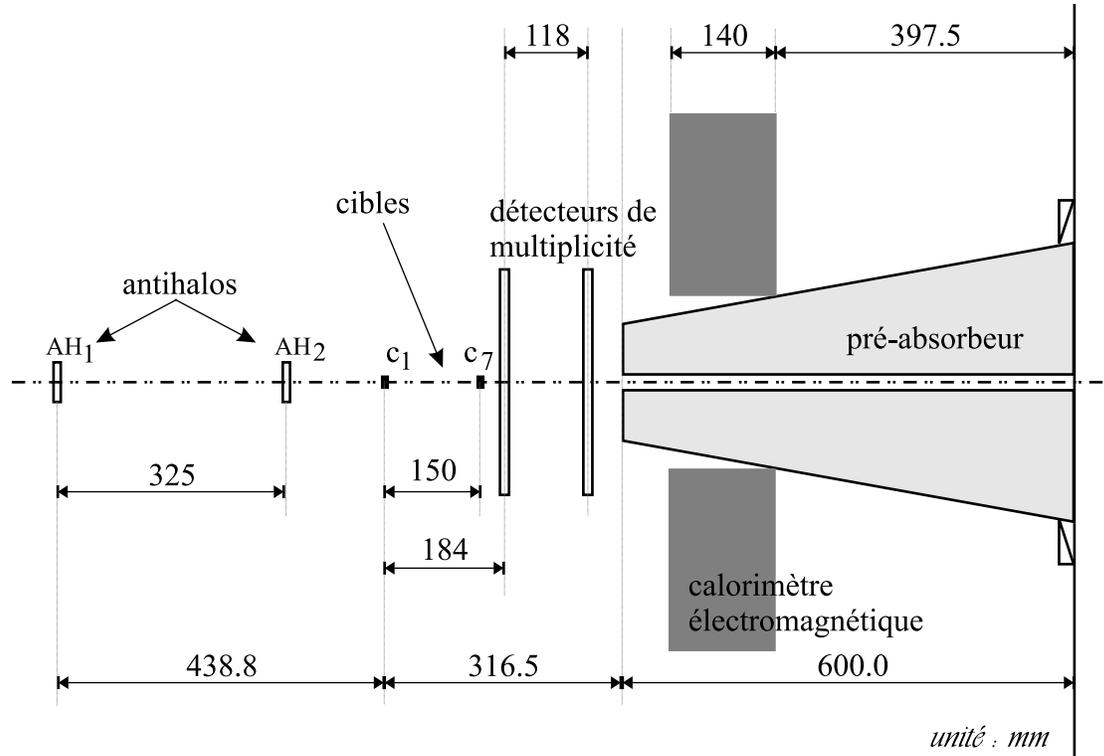


Figure 2.2 – Vue générale de la région cible de l'expérience NA50.

2.6 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique donne une information sur la centralité de l'événement par la mesure de l'énergie transverse produite lors de cette collision. Il est possible à partir de cette mesure d'estimer la densité d'énergie de la collision selon la formule de Bjorken (chapitre 1).

La partie avant du calorimètre électromagnétique est située à 40 cm de la première cible. Il couvre une acceptation en pseudo-rapidité dans le référentiel du laboratoire de $1.1 < \eta < 2.3$, en dehors de l'acceptation du spectromètre. Notons que pour l'expérience NA38, le calorimètre couvrait la fenêtre d'acceptation $1.7 < \eta < 4.2$. Dans cette partie de l'espace, le niveau de radiation est raisonnable, i.e., environ 0.5 Mrad pour 20 jours de fonctionnement à une luminosité normale ($\sim 1 \mu b^{-1}/s$).

Il est composé de fibres scintillantes de 2 mm de diamètre insérées dans un alliage de plomb et de bismuth de 14 cm de long, représentant 13 longueurs de radiation ; ce qui permet d'absorber en moyenne 90% de la gerbe électromagnétique. Les fibres enfilées dans des tubes en acier inoxydable sont placées parallèlement à l'axe du faisceau et régulièrement espacées les unes des autres. L'ensemble de ce bloc convertisseur est de symétrie hexagonale autour du faisceau.

La lumière produite par les fibres scintillantes est transmise aux photomultiplicateurs situés en aval par l'intermédiaire de fibres optiques. L'ensemble de lecture est divisé en six

sextants et chaque sextant est subdivisé en quatre secteurs permettant ainsi une mesure équivalente dans chacune des fenêtres en pseudo-rapacité.

L'énergie transverse neutre (E_T) émise lors d'une interaction est la somme des énergies transverses des particules neutres. La contribution des particules chargées à la valeur mesurée (environ 40%) est estimée par une simulation basée sur le programme GEANT et soustraite de l'énergie transverse mesurée.

Pour les collisions Pb–Pb, la résolution en énergie transverse neutre du calorimètre électromagnétique est [Mourgues 97] :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{0.8}{\sqrt{E_T(\text{GeV})}}$$

Elle correspond à une valeur de 5% pour les collisions Pb–Pb les plus centrales.

2.7 Le calorimètre à zéro degré

Le calorimètre à zéro degré (ZDC) mesure l'énergie des fragments spectateurs du projectile E_{ZDC} et permet donc d'estimer l'énergie déposée dans l'interaction. En effet, on peut écrire $E_{\text{déposée}} = E_{\text{faisceau}} - E_{\text{ZDC}}$.

Le calorimètre est placé sur la ligne du faisceau à 240 cm en aval de la première cible, en première partie de l'absorbeur de hadrons. Le ZDC, constitué de fibres de silice disposées dans un bloc de Tantale, a un volume actif de $5 \times 5 \times 65 \text{ cm}^3$ et se trouve hors de l'acceptance du spectromètre. L'intensité élevée du faisceau contraint le ZDC à être résistant aux radiations (il peut supporter jusqu'à 1 Grad/mois).

La mesure de l'énergie emportée par les fragments spectateurs est déduite de la lumière Čerenkov produite dans les fibres de silice placées parallèlement à l'axe du faisceau. Pour un faisceau de Plomb à 158 GeV/c par nucléon, la résolution en énergie de ce détecteur est d'environ 5% [Chiavassa 95].

2.8 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons (voir figure 2.3) est constitué d'un aimant de symétrie hexagonale précédé par un ensemble d'absorbeurs de hadrons. L'aimant à champ toroïdal courbe les trajectoires des muons qui sont mesurées par huit plans de chambres proportionnelles à fils (PC1–PC8). Quatre hodoscopes de scintillateurs (R1–R4) fournissent le déclenchement de l'acquisition sur une paire de muons. L'efficacité de déclenchement est mesurée à l'aide d'un nouveau système reposant sur deux hodoscopes spécialement adaptés à cet effet. Le spectromètre à muons couvre un intervalle en pseudo-rapacité de $2.8 < \eta < 4.0$.

2.8.1 Les absorbeurs de hadrons

L'absorbeur de hadrons doit permettre d'absorber aussi bien la fraction de faisceau qui n'a pas interagi dans la cible que le grand nombre de mésons π et K produits lors des interactions.

L'élimination, le plus tôt possible, des π^\pm et des K^\pm produits en quantités importantes dans les interactions noyau–noyau, est essentielle. En effet, la désintégration de ces particules en $\mu + \nu_\mu$ est susceptible de créer des paires de muons $\mu^+ \mu^-$ qui se superposent aux dimuons produits lors de l'interaction.

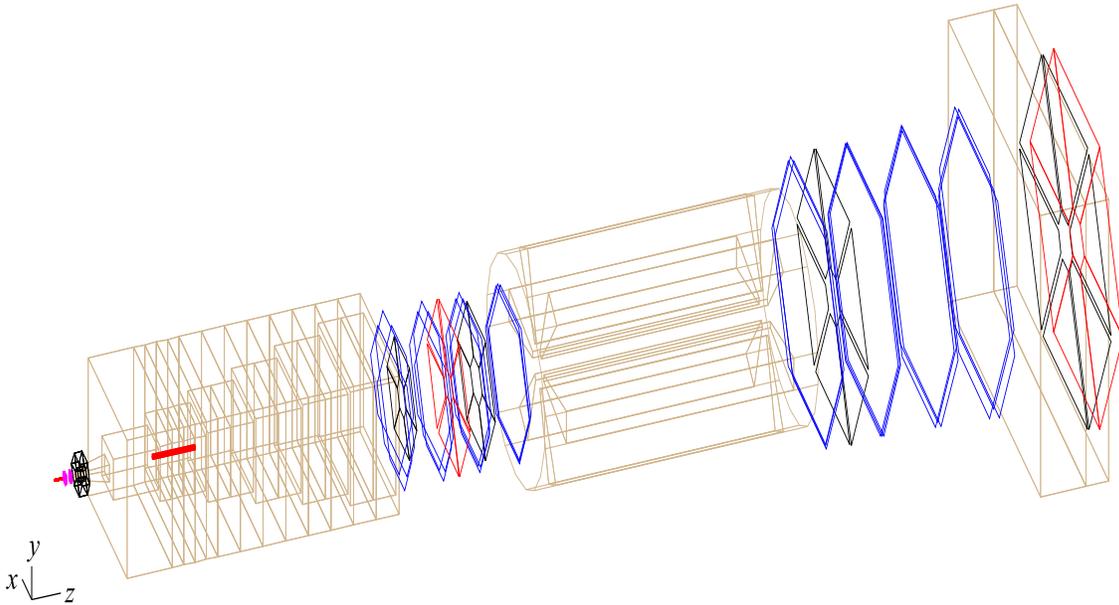


Figure 2.3 – Disposition du spectromètre à muons.

En aval du pré-absorbeur, l'absorbeur de hadrons est constitué d'un assemblage de carbone de 400 cm de long suivi d'un bloc de fer de 80 cm d'épaisseur. Cet ensemble représente environ 15 longueurs d'absorption pour les π et couvre complètement l'ouverture angulaire du spectromètre. Le matériau du filtre à muons est choisi parmi les éléments de petit nombre atomique dans le but de minimiser les effets de la diffusion multiple coulombienne sur la trajectoire des muons. L'ensemble décrit précédemment est entouré par des blocs de fer et de béton.

Un dernier absorbeur consistant en un mur de fer de 1.2 m d'épaisseur placé avant le dernier hodoscope de déclenchement permet l'élimination des hadrons résiduels ayant pu franchir l'absorbeur principal. Ce mur n'affecte pas la résolution du spectromètre, car il est situé en aval de toutes les chambres à fils.

Le faisceau n'ayant pas interagi est absorbé par un assemblage conique de tungstène et d'uranium de 280 cm de long, disposé derrière le ZDC.

2.8.2 L'aimant

Cet élément central du spectromètre, présente une symétrie hexagonale autour de l'axe du faisceau. Il mesure 480 cm de longueur et 200 cm de rayon.

Le champ magnétique est créé par 6 bobines soutenues par des pièces en fer occupant chacune un angle azimuthal de 18° . Ce champ toroïdal est créé par un courant de 7000 A en mode pulsé synchronisé avec le cycle de l'accélérateur SPS délivrant ainsi un champ de 0.51 T à 75 cm de l'axe du faisceau. Les deux signes du champ sont utilisés successivement lors des prises de données. La variation du champ avec la distance r à l'axe est donnée par :

$$\vec{B}(r) = \frac{B_0}{r} \vec{e}_\phi$$

où ϕ est l'angle azimuthal et B_0 une constante dépendant de l'intensité du courant.

La dépendance du champ en $1/r$ entraîne une déflexion des muons d'un angle inversement proportionnel à leur impulsion transverse, dans un plan d'azimuth constant : $\Delta\theta = b/p_T$. Cette propriété intervient dans la logique du système de déclenchement.

2.8.3 Les hodoscopes

Les hodoscopes R1, R2, R3 et R4 sont utilisés pour le déclenchement du système d'acquisition. Tous les hodoscopes suivent la symétrie hexagonale du spectromètre et sont divisés en six sextants.

Deux d'entre eux, R1 et R2, sont placés en amont de l'aimant. Les 32 lattes de scintillateurs de chaque sextant ont une géométrie telle que R2 est homothétique de R1 par rapport au centre de la cible. Cette configuration permet de sélectionner uniquement des traces venant de la région des cibles.

L'hodoscope R3 est disposé après l'aimant, et l'hodoscope R4 situé derrière le mur de fer, permet de s'assurer que la particule détectée est bien un muon.

Le système de déclenchement du spectromètre basé sur les hodoscopes R1 à R4 permet d'enregistrer aussi bien des paires de muons de même signe que celles de signes opposés.

2.8.4 Les chambres proportionnelles à fils

Les chambres proportionnelles à fils, également hexagonales, sont au nombre de huit. Les quatre premières (PC1-PC4) sont en amont de l'aimant et les quatre autres (PC5-PC8) sont disposées après l'aimant. Chaque chambre est composée de trois plans indépendants de fils, espacés de 2.2 cm et tournés de 60° les uns des autres.

Elles servent pour la reconstruction des traces, avant et après la déflexion dans le champ magnétique.

2.9 Le déclenchement et le système d'acquisition

La coïncidence R1–R2 (appelée V), sélectionnant les muons issus de la région cible, est combinée avec l'information de l'hodoscope R4 afin d'estimer approximativement l'angle de déflexion des muons dans le plan central de l'aimant, et donc, le p_T des muons. La coïncidence V·R4 valide une trace provenant de la cible. Elle est de plus contrainte par l'information de l'hodoscope R3, ce qui permet de réduire le taux de coïncidences accidentelles entre des traces avant et arrière de l'aimant. La logique de déclenchement à deux muons (*dimuon trigger*) requiert la présence synchrone de deux muons dans des sextants différents. Cette logique intersextant est effectuée par une boîte mémoire programmable. Le système d'acquisition est déclenché lorsqu'une condition programmée par CAMAC dans la boîte est satisfaite.

Une deuxième logique de déclenchement, reposant sur le calorimètre à zéro degré, existe dans l'expérience NA50. Ce déclenchement de biais minimum (*trigger minimum-bias*) requiert la présence d'un signal dans le ZDC sans condition dimuon.

Les informations (hodoscopes touchés, fils des chambres, la cible, les calorimètres, etc) des événements acceptés sont alors dirigées vers l'ordinateur d'acquisition qui réalise l'écriture sur bandes magnétiques et l'échantillonnage des événements pour le contrôle en ligne de l'expérience.

Chapitre 3

La cible segmentée

Sommaire

3.1	Le dispositif de détection	40
3.2	La signature d'une interaction	41
3.2.1	Les seuils des électrons δ	42
3.2.2	L'algorithme de reconnaissance du vertex	43
3.3	L'efficacité de reconnaissance du vertex	44

Nous présentons plus en détail dans ce chapitre les méthodes de traitement des informations de la cible segmentée basées sur le travail de F. Bellaïche [Bellaïche 97]. Bien que nous utilisons dans cette thèse les résultats des prises de données Pb–Pb de 1996 en raison de la grande statistique collectée, nous analyserons, en ce qui concerne la cible, les données obtenues en 1998. Lors de ce run, une seule ciblette de 3 mm d'épaisseur (7% de la longueur d'interaction) a été utilisée contrairement aux prises de données de 1996 où plusieurs ciblettes avaient été utilisées, représentant une épaisseur de 30% de la longueur d'interaction. La raison principale de ce changement était d'obtenir des données à grande énergie transverse non affectées par les réinteractions des fragments dans les ciblettes en aval.

En effet, lorsque l'épaisseur de la cible est importante comme en 1996 un fragment spectateur issu d'une première interaction périphérique, peut à son tour interagir dans une ciblette en aval. Dans ce cas les valeurs de E_T et de E_{ZDC} correspondent à celles d'une collision unique plus centrale. Si ces événements ne sont pas proprement identifiés et rejetés, ceux-ci seront considérés comme provenant d'interactions centrales tandis que les dimuons détectés correspondent en réalité à une collision périphérique.

Dans le but d'étudier les interactions Pb–Pb les plus centrales non biaisées par les réinteractions, les données de 1998 ont été prises avec une cible unique placée au centre du porte ciblettes standard.

3.1 Le dispositif de détection

Chaque porte–ciblette (au nombre de 7) est suivi d'une paire de lames de quartz. La figure 3.1 présente la disposition des ciblettes et des lames de quartz.

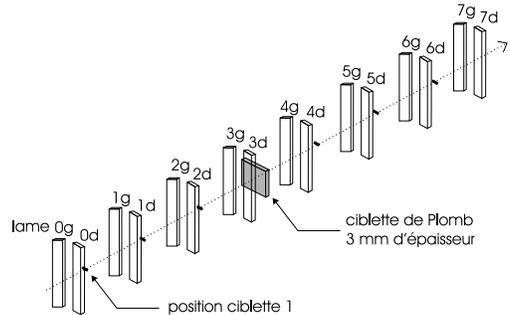


Figure 3.1 – Disposition des ciblettes et des lames de quartz.

Les photons Čerenkov émis lors du passage des particules chargées à travers les lames sont collectés et acheminés par des fibres optiques disposées contre l'une des faces latérales de la lame jusqu'aux photomultiplicateurs. Chaque lame et son guide optique est solidaire d'un bras qui permet l'ajustement de l'angle et de la distance de la lame relativement à l'axe du faisceau. La sélectivité angulaire de la lumière Čerenkov produite et l'inclinaison des lames par rapport à la direction du faisceau sont telles que le couple de lames droite–gauche permet de détecter la présence ou non d'une interaction dans la cible.

L'élément de détection du vertex de la cible segmentée de NA50 est une lame de quartz avec deux faces parallèles. Ses dimensions hors tout sont 30 mm de longueur, 3 mm de largeur et 2 mm d'épaisseur. Le dispositif compte au total 8 paires de lames de quartz, une après chaque ciblette (ou porte–ciblette) et une paire avant la première ciblette. En 1998, la ciblette unique était placée au centre du dispositif en position 4.

Le passage du faisceau à travers la ciblette et à travers l'air entourant la région cible produit des électrons δ par interaction électromagnétique. Ces électrons conduisent à l'émission de photons Čerenkov lorsqu'ils traversent les lames de quartz. Les interactions hadroniques entre les ions incidents et les noyaux cibles ou les noyaux d'azote (air) produisent une grande quantité de mésons légers (pions et kaons) qui conduisent également à la formation de photons dans les lames de quartz.

Dans notre cas, les quatre paires de lames de quartz en amont de la ciblette unique permettront de savoir si une interaction entre le noyau incident de Pb et l'air avant la cible a eu lieu. Les lames en aval de la cible permettront d'identifier toute interaction provenant de la cible ou de l'air suivant celle-ci.

3.2 La signature d'une interaction

La figure 3.2 représente la corrélation entre les signaux récoltés dans les lames droite et gauche. Celle-ci correspond à la paire de lames numéro cinq disposée un rang après la cible.

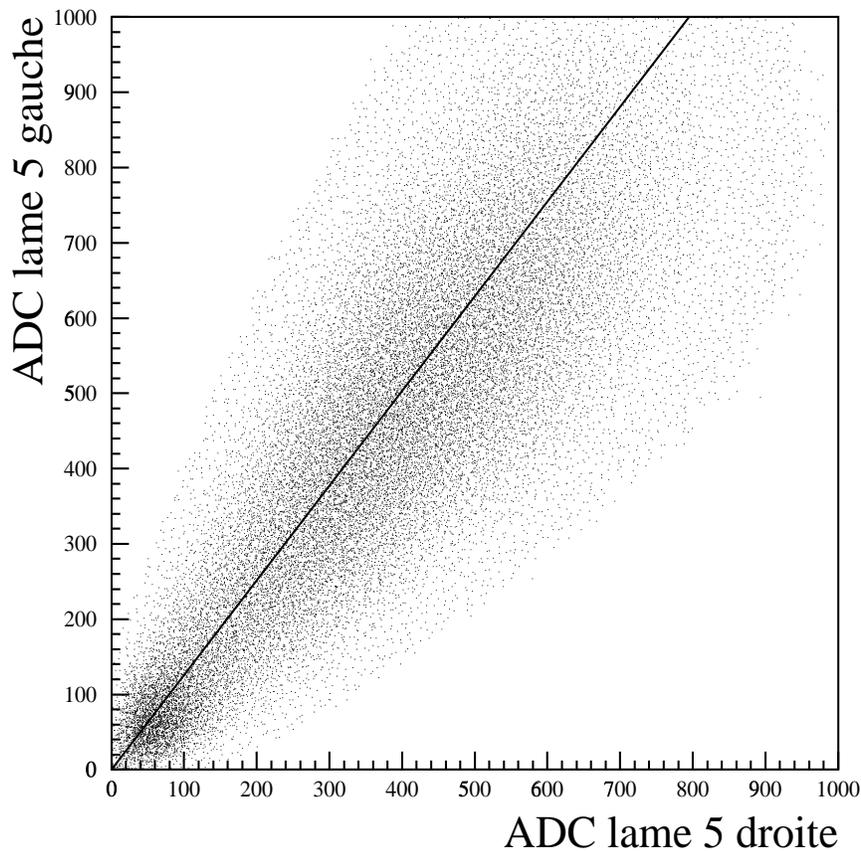


Figure 3.2 – Corrélation entre les signaux récoltés dans les lames 5 droite et gauche. La droite représente la direction de corrélation.

On observe d'une part la contribution due aux raies δ , à bas niveau, produites par la traversée de la cible et de l'air par le plomb, et d'autre part celle due aux particules π^\pm/K^\pm provenant des interactions nucléaires dans la cible (principalement) ou dans l'air.

La signature d'une interaction nucléaire repose donc sur la présence d'un signal au-dessus du seuil des électrons δ .

3.2.1 Les seuils des électrons δ

La méthode pour déterminer les seuils des électrons δ est différente suivant que la paire de lames est avant ou après la cible.

Pour les quatre paires de lames situées avant la cible, qui assurent que l'ion incident n'a pas interagi dans l'air précédant la cible, le seuil des δ de chacune des lames est déterminé globalement en tenant compte de toutes les données. La figure 3.3 représente le spectre de la lame droite en position 2 et la position du seuil δ correspondante. Ensuite, événement par événement, tout signal supérieur à ce seuil sera considéré comme une interaction de l'ion Pb avant son arrivée dans la cible et sera étiqueté comme tel.

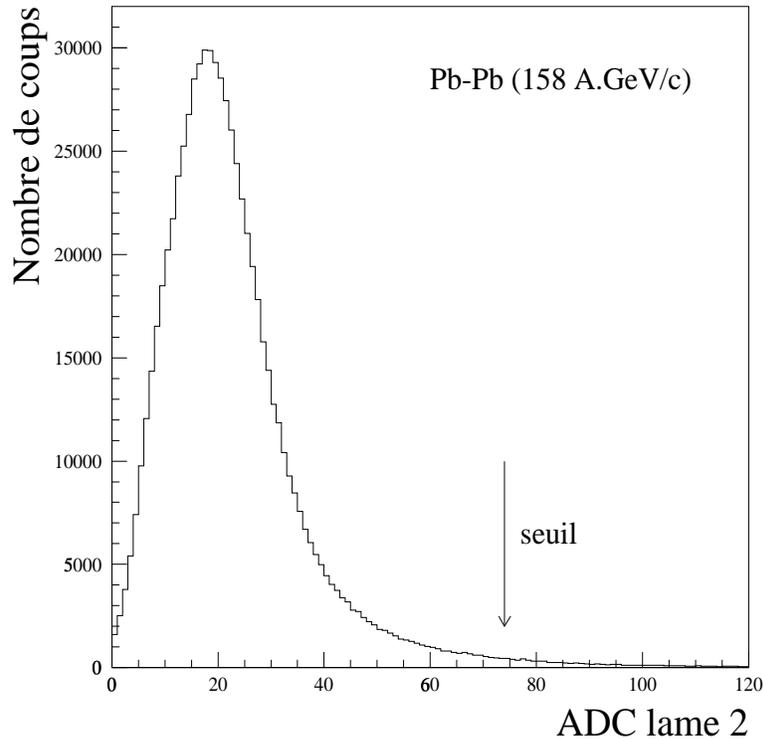


Figure 3.3 – Signal récolté dans la lame droite placée en position 1. Le seuil de rejet de l'événement est indiqué par une flèche.

Pour les quatre paires de lames situées après la cible, les seuils de déclenchement sont déterminés à chaque run de la façon suivante :

Les réponses des lames gauche et droite d'une même position sont projetées (figure 3.4) sur la droite barycentre de la corrélation, dans le but de s'affranchir de la calibration relative des voies.

La contribution des δ est alors ajustée par une fonction gaussienne de largeur σ_δ et de moyenne \mathcal{M}_δ . Les seuils des électrons δ , \mathcal{S}_δ , sont ensuite fixés relativement aux moyennes de ces gaussiennes de sorte que :

$$\mathcal{S}_\delta = \mathcal{M}_\delta + 3\sigma_\delta$$

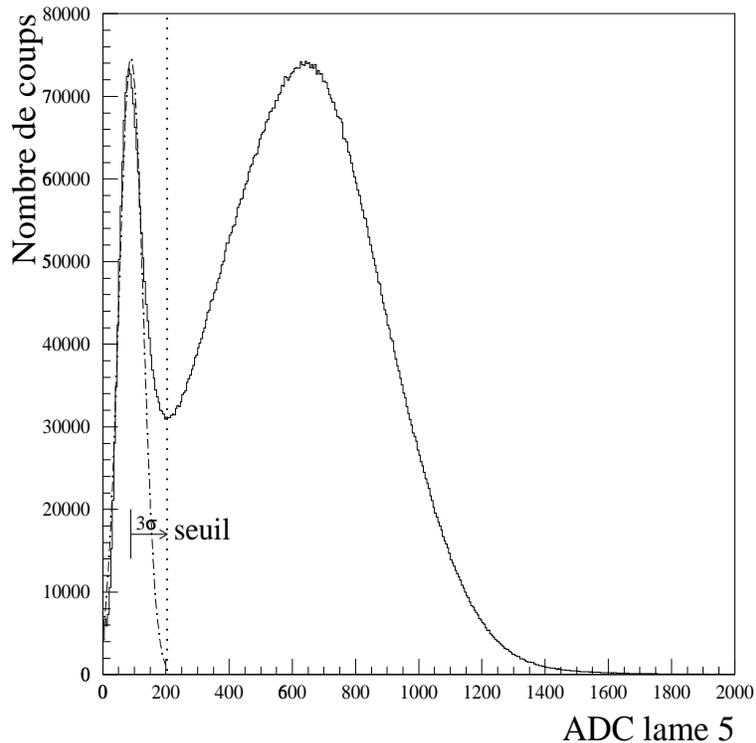


Figure 3.4 – Projection du signal des lames droite et gauche placées en position 5 sur la direction de corrélation. Le seuil signant une interaction nucléaire est situé à 3σ de la valeur moyenne de la gaussienne ajustant la composante δ .

Les seuils obtenus sont alors projetés sur les directions droite et gauche. La figure 3.5 illustre l'évolution des seuils des δ obtenus par cette méthode pour la lame droite placée en position 5 (après la cible) en fonction du temps (numéro de run). La légère baisse des seuils et du signal récolté par les lames au cours du temps, s'explique par la baisse d'efficacité des photomultiplicateurs.

3.2.2 L'algorithme de reconnaissance du vertex

Les particules π^\pm et K^\pm , produites lors d'une collision Pb–Pb, sont détectées par les huit lames en aval de la cible. Ces quatre paires peuvent donc servir individuellement à identifier une éventuelle interaction dans la cible.

L'algorithme de reconnaissance d'une interaction dans la cible repose sur la présence dans les lames d'un signal plus grand que les seuils précédemment déterminés. Il doit permettre de vérifier que les dimuons ayant déclenchés le système d'acquisition proviennent effectivement d'une interaction nucléaire entre un ion Pb incident et un noyau Pb de la cible. L'identification de la ciblette doit être la plus sensible possible pour pouvoir analyser avec une bonne efficacité les collisions périphériques. Comme le signal recueilli dans les lames proches du point d'interaction est important, nous avons étudié l'évolution des signaux délivrés par les deux paires de lames situées après la cible en fonction de la centralité des collisions basée sur la mesure de l'énergie transverse (E_T). La figure 3.6 montre les quatre distributions des signaux reçus par les lames de quartz et leur évolution en fonction de l'énergie transverse.

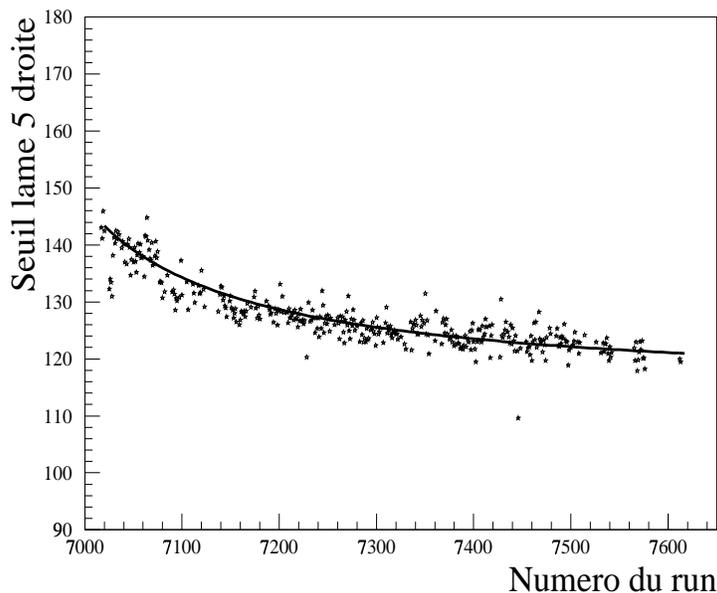


Figure 3.5 – Evolution du seuil de la lame 5 droite en fonction du temps. Les 600 “runs” représentés correspondent à 55 jours d’expérience.

On constate que la réponse des deux paires de lames vis à vis de la centralité de la collision n’est pas identique. En effet, pour une énergie transverse supérieure à 50 GeV, tout le signal récolté par les lames en position 5 est au-delà du seuil des électrons δ , tandis que celui des lames situées juste après la cible est en partie tronqué. Afin d’obtenir une efficacité de reconnaissance du vertex la plus élevée possible pour les collisions périphériques, l’algorithme sera basé sur la présence ou non, dans les lames en position 5, d’un signal supérieur au seuil des électrons δ dans ces mêmes lames.

La réponse de l’algorithme appliqué aux signaux des lames est traduite par la valeur d’un paramètre appelé NOCIBI. Par convention, NOCIBI prend, selon les cas, les valeurs suivantes :

- lorsqu’une lame située avant la cible (au total 8 lames) présente un signal supérieur à son seuil δ , l’algorithme signe l’événement par $\text{NOCIBI} = 0$;
- la présence d’un signal supérieur au seuil des électrons δ dans la lame en position 5 est signée par $\text{NOCIBI} = 4$;
- si l’interaction est non identifiée (aucun signal supérieur au seuil δ), la réponse de l’algorithme est $\text{NOCIBI} = 8$.

La réponse de l’algorithme d’identification du vertex appliquée avec les seuils déterminés au paragraphe précédent est illustrée par la figure 3.7.

3.3 L’efficacité de reconnaissance du vertex

Il est intéressant d’estimer l’efficacité ϵ intégrée de reconnaissance d’une interaction. Celle-ci s’exprime par le rapport des nombres d’événements associés à $\text{NOCIBI} = 4$ et $\text{NOCIBI} \in \{4, 8\}$. La valeur obtenue atteint alors $\epsilon \sim 92\%$.

Il est important également d’évaluer l’efficacité d’identification en fonction de la centralité de l’interaction mesurée par l’énergie transverse E_T . La distribution de l’efficacité

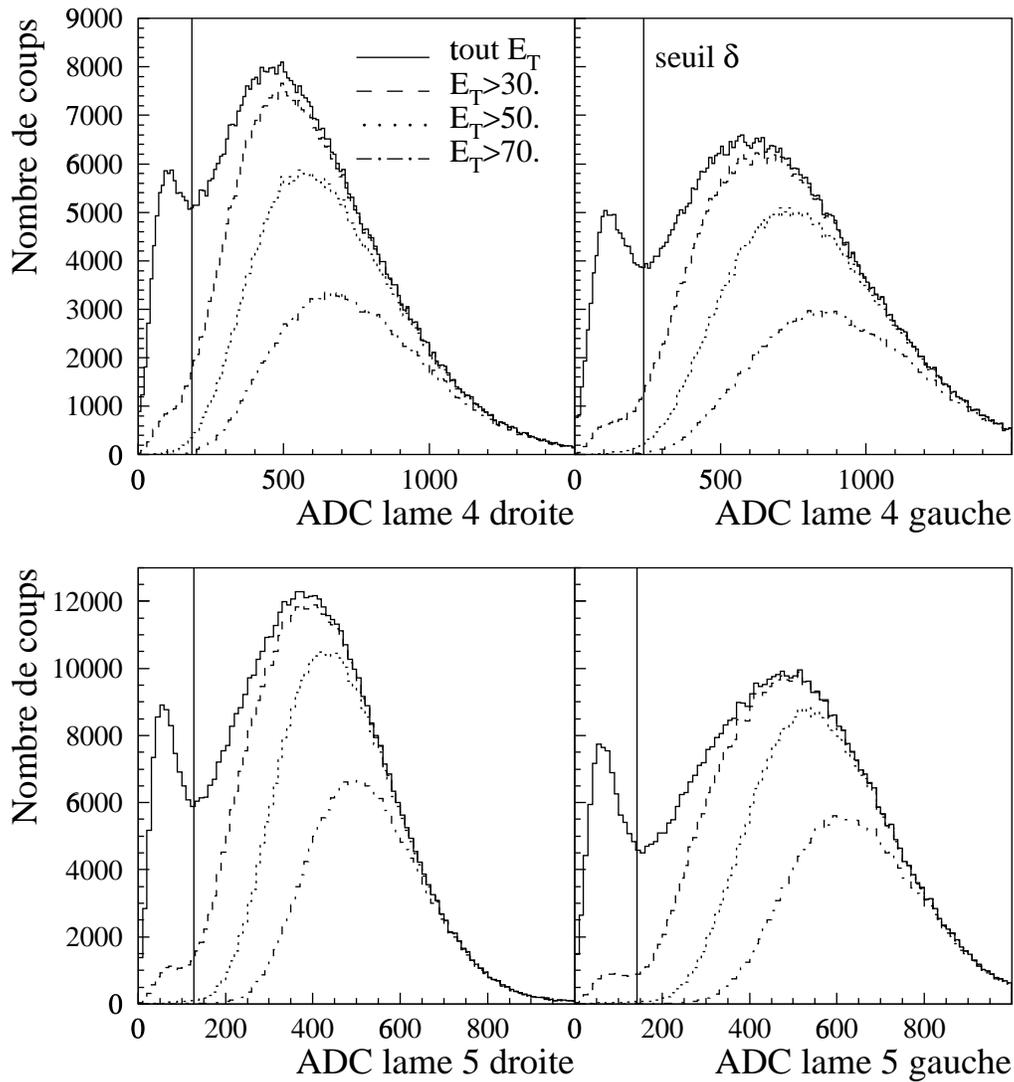


Figure 3.6 – Evolution de la forme des signaux des lames 4 et 5 en fonction de la centralité des collisions (E_T).

en fonction de l'énergie E_T définie par

$$\epsilon(E_T) = \left(\frac{dN}{dE_T} \right)_{\text{NOCI} = 4} \bigg/ \left(\frac{dN}{dE_T} \right)_{\text{NOCI} \in \{4, 8\}}$$

est représentée sur la figure 3.8.

On constate que pour les collisions centrales (au-delà de ~ 60 GeV), l'algorithme identifie, avec une efficacité de 100%, l'interaction comme ayant eu lieu dans la cible. L'inefficacité à petite énergie transverse est due à la faible multiplicité de particules chargées, entraînant un signal Čerenkov peu intense. Le niveau de ce signal étant alors comparable à celui des électrons δ , cela conduit à une mauvaise efficacité d'identification du vertex. Dans ce dernier cas, pour pallier à la faible efficacité de reconnaissance du vertex, une autre technique, basée sur la corrélation $E_{\text{ZDC}} - E_T$, est utilisée et sera discutée au chapitre 4.

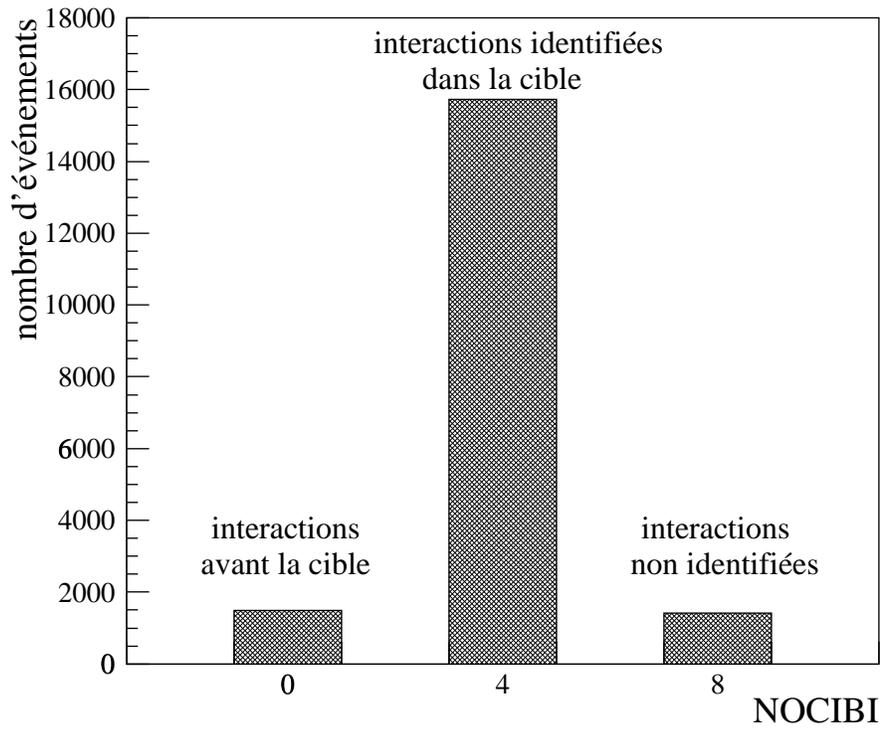


Figure 3.7 – Réponse de l'algorithme d'identification du vertex aux signaux des lames pour les données Pb–Pb prises en 1998.

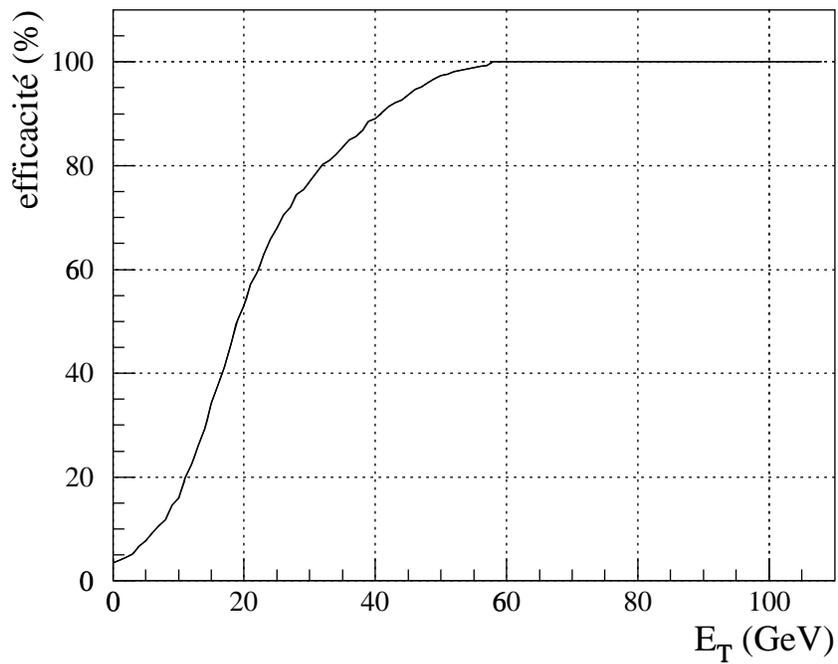


Figure 3.8 – Efficacité d'identification du vertex d'interaction en fonction de l'énergie transverse pour les données Pb–Pb prises en 1998.

Chapitre 4

La reconstruction et la sélection des événements

Sommaire

4.1	La reconstruction des traces	48
4.2	Les variables cinématiques du dimuon	49
4.3	La sélection des événements	49
4.3.1	Les coupures géométriques	50
4.3.2	La coupure cinématique	50
4.3.3	Les coupures des détecteurs additionnels	50
4.3.4	La coupure $E_{ZDC}-E_T$	51
4.4	Les zones de centralité des collisions Pb–Pb et S–U	52
4.5	Les données p–A utilisées pour l’analyse	52

La reconstruction des données est une étape importante. Elle permet de réduire les données brutes collectées en un ensemble d'événements triés caractérisés par leurs variables physiques pertinentes écrites sur des “ μ DST” (*micro data–summary tapes*). Lors des prises de données, les informations sont stockées suivant une structure divisée en trois niveaux : les “périodes” (*runs*), les “bouffées” (*bursts*) et les événements.

Un run est caractérisé par plusieurs paramètres comme la masse des noyaux projectiles, la configuration de la cible, le type de déclenchement, etc. A chaque burst, les informations permettant de normaliser les données sont écrites sur bande (par exemple le nombre d'ions incidents). A chaque déclenchement de l'acquisition, les informations brutes concernant un événement sont enregistrées sur bande comme les lattes des hodoscopes et les fils des chambres touchés, les contenus ADC des différents détecteurs, etc.

Le programme de reconstruction de l'expérience appelé DIMUREC [dimurec 97] permet, grâce aux informations écrites sur ces bandes, de déterminer les caractéristiques cinématiques des muons, le vertex d'interaction, l'énergie transverse émise dans la collision, etc. C'est à ce niveau que différentes coupures sont appliquées. Par exemple, les traces des muons doivent se trouver hors des secteurs de fer de l'aimant et dans une région où les chambres à fils et les hodoscopes ont une efficacité d'environ 100%.

Les événements répondant à toutes ces coupures sont ensuite stockés sur bande (μ DST). Seules les variables présentant un intérêt pour les analyses de physique sont enregistrées, permettant ainsi de relire ces informations dans un temps raisonnable.

4.1 La reconstruction des traces

La reconstruction des traces des muons, permettant de déterminer leur impulsion, est réalisée à l'aide des huit chambres à fils (PC1–PC8). La reconstruction d'une trace est effectuée en commençant par les chambres arrière car, la plupart des particules de faible énergie ayant été balayées par l'aimant, la densité des impacts y est plus faible.

La trace définie par les quatre chambres à fils en aval de l'aimant (PC5–PC8) est alors extrapolée jusqu'au plan de déflexion de l'aimant. A partir de ce plan, nous définissons une zone de recherche des traces avant pointant vers la cible (figure 4.1).

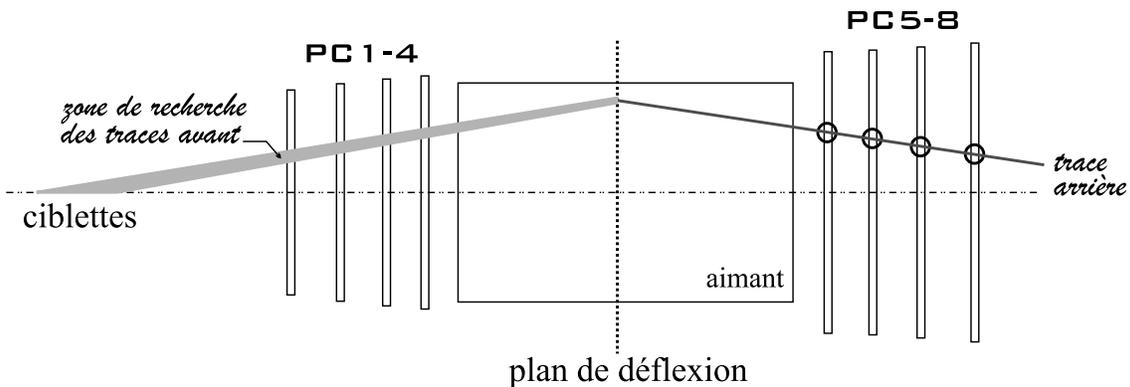


Figure 4.1 – La reconstruction des traces est effectuée à partir des chambres arrière. L'extrapolation de la trace dans le plan de déflexion de l'aimant permet de déterminer une zone de recherche de la trace dans les chambres avant.

La trace complète n'est conservée que si elle est contenue dans la région où les hodoscopes et les chambres à fils sont efficaces et dans un secteur d'air de l'aimant. Il est alors

possible de déterminer l'impulsion du muon en tenant compte de la correction de la perte d'énergie moyenne dans les absorbeurs.

Les caractéristiques cinématiques du dimuon sont calculées à partir des impulsions individuelles des muons, et de l'angle d'émission des traces estimé à partir du télescope avant et de la ciblète d'interaction.

4.2 Les variables cinématiques du dimuon

Le dispositif expérimental permet la mesure des différents paramètres cinématiques caractérisant les muons. Le quadrivecteur énergie-impulsion de la paire de muons est la somme des quadrivecteurs de chacun des muons. Il dépend donc de 8 variables. Son impulsion et sa masse peuvent être évalués par les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{P}_{\mu\mu} &= \vec{P}_{\mu 1} + \vec{P}_{\mu 2} \\ M_{\mu\mu} &= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_{\mu 1} + \vec{P}_{\mu 2})^2}\end{aligned}$$

où $\vec{P}_{\mu 1(2)}$ et $E_{1(2)}$ sont respectivement l'impulsion et l'énergie du premier et du deuxième muon.

En tenant compte du fait que la masse de chaque muon est connue et de l'invariance par rotation, le nombre de paramètres indépendants est réduit à cinq variables cinématiques indépendantes. Les variables choisies sont la masse de la paire de muons $M_{\mu\mu}$, le moment transverse p_T , la rapidité Y_{cm} dans le centre de masse nucléon-nucléon et les angles polaire θ_{cs} et azimutal φ_{cs} dans le repère de Collins-Soper [Collins 77] (figure 4.2). Comme il n'est pas possible de mesurer expérimentalement l'angle φ_{cs} lié au plan de réaction élémentaire nucléon-nucléon, à cause du mouvement de Fermi des nucléons à l'intérieur des noyaux, nous nous restreindrons aux quatre variables cinématiques suivantes : $M_{\mu\mu}$, p_T , Y_{cm} et $\cos(\theta_{cs})$.

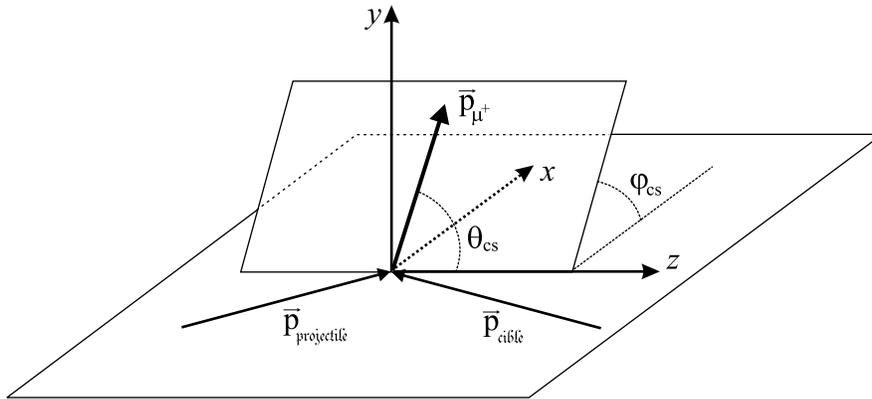


Figure 4.2 – Le référentiel de Collins-Soper est lié au centre de masse du dimuon. L'axe z est la bissectrice extérieure des impulsions du projectile et de la cible.

4.3 La sélection des événements

La sélection des événements se fait en deux étapes. La première, plus globale, au niveau des runs, est basée sur le bon fonctionnement de l'ensemble de l'appareillage et

sur la stabilité de l'intensité du faisceau. La deuxième étape est une sélection individuelle au niveau de chaque événement selon des critères géométriques et cinématiques.

4.3.1 Les coupures géométriques

Pendant la phase de reconstruction des traces des dimuons, peu de coupures sont appliquées afin de ne pas éliminer de bons événements. Cependant, par la suite, des coupures plus strictes sont effectuées de façon à éliminer les événements anormaux.

Deux types de coupures sont appliqués :

- les coupures globales visent à améliorer la qualité des traces reconstruites. Plusieurs critères de sélection sont appliqués. Ainsi l'écart entre les traces amont et aval dans le plan de déflexion de l'aimant doit être le plus faible possible. De même, la différence d'angles azimutaux entre la trace avant et arrière d'un même événement doit être petite. Une autre sélection des traces peut être faite dans la région d'interaction et porte sur la distance $DTARG$ entre le vertex de coordonnées $(0, 0, z_{\text{vertex}})$ et la trace du muon dans le plan $z = z_{\text{vertex}}$ de coordonnées $(x_{\text{cible}}, y_{\text{cible}}, z_{\text{vertex}})$. La diffusion multiple affectant les muons différemment suivant leur impulsion, la coupure ne se fait pas directement sur la distance $DTARG$ mais sur le produit $P \times DTARG$ obtenu en multipliant la distance $DTARG$ de la trace du muon par l'impulsion correspondante P du muon. La coupure se fait ensuite sur la distribution de probabilité de χ^2 associée à la variable $P \times DTARG$. Seuls les muons dont la probabilité de χ^2 est supérieure à une probabilité seuil sont conservés. Cette coupure permet d'éliminer les dimuons produits en dehors de la région cible et de diminuer le bruit de fond provenant des désintégrations des pions et des kaons. L'effet d'une coupure à 1% sur $P \times DTARG$ est montré figure 4.3 en fonction de la masse pour les données p-Cu. Cette coupure joue essentiellement pour les masses inférieures à $3 \text{ GeV}/c^2$. Pour finir, tous les événements dont au moins une trace traverse l'un des secteurs de fer de l'aimant sont éliminés, car la diffusion multiple qu'ils subissent dégrade trop la résolution du détecteur ;
- les coupures fiduciales reposent sur la géométrie de l'appareillage. Les traces doivent passer dans le volume actif des chambres et des hodoscopes, et doivent provenir de couples de compteurs R1 et R2 pointant en direction de la cible.

4.3.2 La coupure cinématique

La coupure cinématique, également appelée coupure image, est réalisée pour permettre le calcul correct (voir chapitre 6) du bruit de fond provenant des désintégrations des π^\pm et des K^\pm . Cette coupure rend, en effet, identique l'acceptance de l'aimant vis à vis des particules chargées positivement et négativement. Pour chaque muon, une trace image est simulée : elle correspond à celle qu'aurait un muon de signe opposé mais de même caractéristiques cinématiques avec la même polarité du champ ou celle qu'aurait le même muon avec un champ de signe opposé. Si les deux muons simulés sont acceptés par l'appareillage, le dimuon est conservé.

4.3.3 Les coupures des détecteurs additionnels

Les événements des collisions S-U et Pb-Pb sélectionnés pour l'extraction des données, doivent obéir à un certain nombre d'autres conditions qui permettent de garantir la qualité

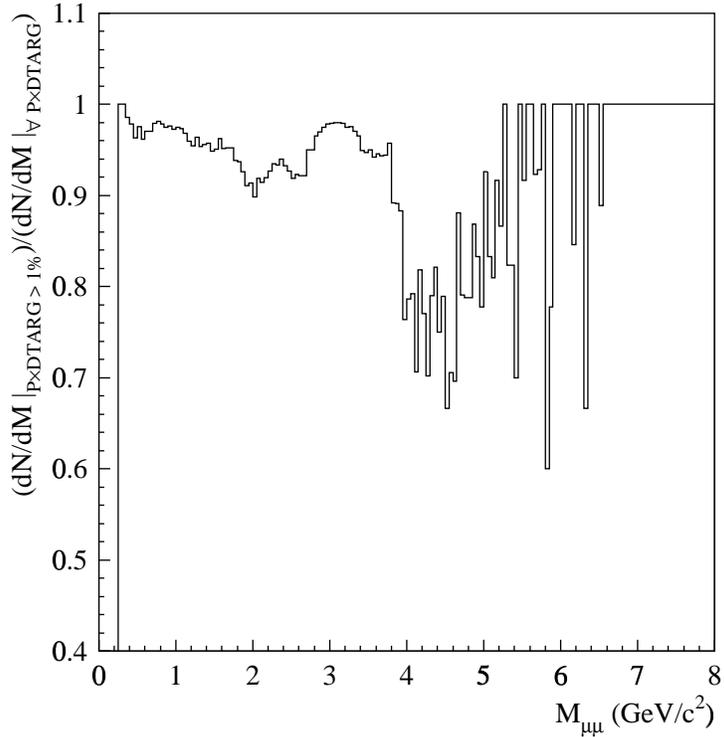


Figure 4.3 – Rapport des distributions en masse avec et sans coupure à 1% sur $P \times DTARG$ pour les données p-Cu. On constate que cette coupure permet d'éliminer des événements J/ψ produits hors cible (voir trou à $\sim 4 \text{ GeV}/c^2$).

des événements. Ces conditions qui exploitent les informations délivrées par les divers dispositifs en amont du spectromètre sont :

- le nombre d'ions incidents enregistrés par l'hodoscope de faisceau (BH) à l'intérieur de la fenêtre d'acquisition (20 ns) doit être égal à 1 ;
- aucune interaction dans le BH ou entre le BH et la cible ne doit être signalée ;
- la trace du faisceau de l'ion incident doit être à l'intérieur du cylindre défini par les compteurs antihalos ;
- aucune réinteraction dans les cibles en aval de la région d'interaction ne doit être détectée.

4.3.4 La coupure $E_{ZDC} - E_T$

La reconnaissance de la cible d'interaction est la plupart du temps possible. Cependant, pour des petites valeurs d'énergie transverse, l'efficacité d'identification du vertex devient très faible (chapitre 3).

Pour s'affranchir de cette inefficacité à basse énergie transverse, une nouvelle méthode de sélection a été utilisée pour les données Pb-Pb. Elle consiste à retenir uniquement les événements qui se trouvent dans une zone prédéfinie du plan $E_{ZDC} - E_T$, de largeur 2σ autour de la ligne de corrélation [Abreu 99].

Si un événement est accepté par cette coupure, et si la cible d'interaction a été reconnue, le calcul de l'énergie transverse s'effectue avec cette cible. Si la cible d'interaction n'est pas identifiée, alors l'énergie transverse est calculée en supposant que l'interaction a

eu lieu dans la cible numéro 4 (centre du système cible). Ce calcul fait bien sûr, “glisser” les valeurs d’énergie transverse soit vers les hautes valeurs soit vers les basses valeurs et induit un effet de résolution supplémentaire qui peut être important dans les zones où la distribution en énergie transverse varie rapidement.

Cette coupure permet également d’éliminer des événements non physiques (énergie transverse faible et énergie déposée dans le ZDC faible par exemple).

4.4 Les zones de centralité des collisions Pb–Pb et S–U

Afin d’étudier la dépendance des différents processus physiques avec la centralité des collisions, les données Pb–Pb ($\sqrt{s} = 17.3$ GeV/nucléon) et S–U ($\sqrt{s} = 19.4$ GeV/nucléon) sont analysées en fonction de l’énergie transverse E_T émise lors de la collision et mesurée par le calorimètre électromagnétique. Les collisions centrales sont caractérisées par une énergie transverse élevée, et inversement, une faible valeur de E_T correspond aux collisions périphériques. L’ensemble des événements Pb–Pb ou S–U a été organisé en plusieurs groupes correspondant à des zones d’énergie transverse différentes. Les données de chacune de ces zones sont ensuite analysées séparément. Le tableau 4.1 et la figure 4.4 résument la définition des zones d’énergie transverse utilisées pour l’analyse des collisions Pb–Pb et S–U.

Système		E_T (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)
S–U	E_{T1}	13. – 34.	25.4 ± 2.5
S–U	E_{T2}	34. – 50.	42.2 ± 3.2
S–U	E_{T3}	50. – 64.	57.2 ± 3.8
S–U	E_{T4}	64. – 77.	70.6 ± 4.2
S–U	E_{T5}	77. – 88.	82.1 ± 4.5
Pb–Pb	E_{T1}	5. – 27.	19.0 ± 3.2
Pb–Pb	E_{T2}	27. – 43.	36.0 ± 4.8
Pb–Pb	E_{T3}	43. – 60.	52.0 ± 5.8
Pb–Pb	E_{T4}	60. – 74.	67.0 ± 6.5
Pb–Pb	E_{T5}	74. – 86.	80.0 ± 7.2
Pb–Pb	E_{T6}	86. – 100.	93.0 ± 7.7
Pb–Pb	E_{T7}	100. – 140.	110.0 ± 8.4

Tableau 4.1 – Tranches en énergie transverse étudiées pour les systèmes S–U et Pb–Pb et énergie transverse moyenne $\langle E_T \rangle$ associée.

4.5 Les données p–A utilisées pour l’analyse

La compréhension des résultats dans les collisions d’ions lourds passe nécessairement par celle des résultats obtenus avec des systèmes plus simples et le même appareillage, les interactions p–A, qui pourront dès lors servir de référence.

Les matériaux cibles utilisés pour les collisions proton–noyau sont l’Aluminium (Al), le Cuivre (Cu), l’Argent (Ag) et le Tungstène (W). Les prises des données proton–noyau ont été effectuées sur plusieurs périodes et pour différentes intensités de faisceau : haute intensité ($\sim 3 \times 10^9$ protons/burst) et basse intensité ($\sim 4 \times 10^8$ protons/burst). Le tableau 4.2

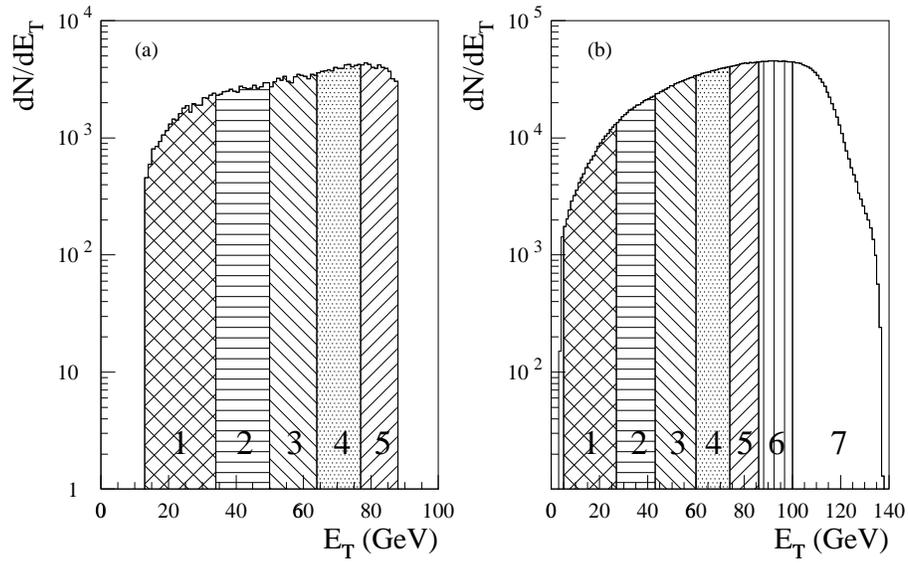


Figure 4.4 – Distributions en énergie transverse des collisions S–U (a) et Pb–Pb (b). Pour les données S–U, la distribution est tronquée à 13 et 88 GeV. Les différentes tranches de E_T étudiées sont également indiquées.

résume les différentes conditions de faisceau pour les données proton–noyau, ainsi que le nombre de dimuons $\mu^+\mu^-$ reconstruits et sélectionnés pour $M_{\mu\mu} > 1 \text{ GeV}/c^2$.

Système	Intensité (protons/burst)	Nombre d'événements ($M_{\mu\mu} > 1 \text{ GeV}/c^2$)
p–Al	2.60×10^9	470970
p–Cu	2.89×10^9	785636
p–Ag	2.70×10^9	876012
p–W	2.52×10^9	421572
p–Al	3.95×10^8	134959
p–Cu	3.97×10^8	171608
p–W	2.77×10^8	97405

Tableau 4.2 – Données proton–noyau utilisées pour l'analyse.

Chapitre 5

La méthode de prise en compte des effets d'appareillage

Sommaire

5.1	Le principe de la méthode de Richardson–Lucy	56
5.2	Les matrices d'étalement et d'acceptance	58
5.2.1	L'évaluation de la matrice d'étalement	58
5.2.2	Le calcul de l'acceptance	59
5.3	La déconvolution d'un lot d'événements simulés	60

Les distributions physiques mesurées par les différentes expériences subissent des modifications dues aux détecteurs. Celles-ci ont pour origine l’acceptance limitée de l’appareillage et la résolution des détecteurs. Ceci est naturellement le cas pour l’expérience NA50 qui mesure les paires de muons dans un domaine angulaire de 37 à 122 mrad et dont la mesure de l’impulsion des muons est affectée par la diffusion multiple qu’ils subissent dans les différents absorbeurs et détecteurs, et par la précision des chambres à fils.

On peut relier les distributions mesurées, $\mathcal{M}(x')$, et physiques (ou sources), $\Phi(x)$, par la relation suivante :

$$\mathcal{M}(x') = \int \mathcal{S}(x'|x) \mathcal{A}(x) \Phi(x) dx \quad (5.1)$$

où x et x' représentent l’ensemble des variables cinématiques associées aux dimuons.

$\mathcal{A}(x)$ est l’acceptance du spectromètre, et représente la probabilité qu’un événement dimuon généré avec les variables cinématiques x soit accepté et reconstruit.

$\mathcal{S}(x'|x)$ représente la fonction d’étalement donnant la probabilité qu’un dimuon généré et accepté avec les caractéristiques cinématiques x soit reconstruit avec les variables x' . Les procédures permettant d’obtenir ces deux fonctions sont présentées dans le paragraphe 5.2.

Dans les analyses de la région des masses intermédiaires des collisions p–A, S–U et Pb–Pb, les expériences NA50 et NA38 ont utilisé jusqu’à présent une version unidimensionnelle de l’équation 5.1, basée sur chacune des variables cinématiques pertinentes des dimuons ($M_{\mu\mu}$, p_T , Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$). Ces analyses ont permis de montrer que les systèmes S–U et Pb–Pb ont un excès de dimuons par rapport aux sources attendues de production (DY et $D\bar{D}$) [Abreu 00]. Cependant, nous ne connaissons ni la nature ni les distributions physiques de cet excès. Or, calculer l’acceptance pour une seule variable suppose que les distributions dans les autres variables sont connues et qu’il n’existe pas de corrélations physiques entre les variables. Afin de contourner les problèmes inhérents aux méthodes de déconvolution unidimensionnelles, une méthode multidimensionnelle a été utilisée pour étudier la région des masses intermédiaires permettant ainsi d’éviter toute hypothèse sur la nature des processus physiques mis en jeu.

Ce chapitre présente une méthode de déconvolution quadri-dimensionnelle [Abreu 98, Drapier 98] (pour les quatre variables physiques $M_{\mu\mu}$, p_T , Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$) qui permet de remonter aux distributions physiques produites au niveau du vertex à partir des distributions expérimentales mesurées. La méthode de déconvolution est basée sur l’algorithme de Richardson–Lucy [Richardson 72, Lucy 74], initialement développé pour la restauration d’images.

5.1 Le principe de la méthode de Richardson–Lucy

Nous avons utilisé une méthode proposée indépendamment par Richardson et Lucy pour résoudre l’équation 5.1. Elle est basée sur le théorème de Bayes. Si $P(A|B)$ est la probabilité que A soit vraie sachant que B l’est et si $P(A)$, $P(B)$ sont les probabilités inconditionnelles, la formule de Bayes établit que :

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

En posant $\mathcal{O}(x) = \mathcal{A}(x) \Phi(x)$, la formule 5.1 peut être réécrite comme suit :

$$\mathcal{M}(x') = \int \mathcal{S}(x'|x) \mathcal{O}(x) dx$$

Supposons l'existence *a priori* d'une fonction \mathcal{Q} qui permette à partir de la mesure $\mathcal{M}(x')$ d'obtenir la fonction $\mathcal{O}(x)$:

$$\mathcal{O}(x) = \int \mathcal{Q}(x|x') \mathcal{M}(x') dx' \quad (5.2)$$

D'après le théorème de Bayes, \mathcal{Q} et \mathcal{S} sont reliées par :

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

Cette relation fait clairement apparaître une dépendance de $\mathcal{Q}(x|x')$ avec $\mathcal{O}(x)$, fonction source que nous recherchons par ailleurs. Pour tourner cette difficulté, le calcul de $\mathcal{Q}(x|x')$ se fait par une approche itérative :

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

En conséquence, l'évaluation de la fonction $\mathcal{O}(x)$ se fait également de façon itérative :

$$\mathcal{O}^n(x) = \mathcal{O}^{n-1}(x) \int \frac{\mathcal{S}(x'|x)}{\mathcal{M}^{n-1}(x')} \mathcal{M}^0(x') dx' \quad (5.3)$$

où $\mathcal{M}^0(x')$ représente les données mesurées et

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

Finalement, les distributions mesurées étant obtenues sous forme d'histogrammes, une forme discrète de l'équation 5.3 est utilisée : $\mathcal{M}(x')$ et $\mathcal{O}(x)$ deviennent alors des vecteurs et $\mathcal{S}(x'|x)$ est représentée par une matrice. On écrira :

$$\mathcal{O}^n(j) = \mathcal{O}^{n-1}(j) \sum_{i=1}^k \mathcal{S}(i|j) \frac{\mathcal{M}^0(i)}{\mathcal{M}^{n-1}(i)}$$

en prenant pour la fonction objet d'ordre zéro, \mathcal{O}^0 , les données mesurées :

$$\mathcal{O}^0(j) = \mathcal{M}^0(j)$$

Un programme basé sur cette méthode non linéaire a été écrit [Drapier 98]. Dans un premier temps, les valeurs des matrices d'étalement et d'acceptance dont on aura effectivement besoin (i.e. là où il y a des valeurs mesurées) sont calculées. Le signal source est ensuite obtenu par itération en s'arrêtant à un ordre k prédéfini de convergence. Celui-ci a été déterminé en étudiant la résolution résiduelle du J/ψ en fonction du nombre d'itérations [Abreu 98]. Les distributions sources sont ensuite obtenues par division par l'acceptance :

$$\Phi(j) = \frac{\mathcal{O}^k(j)}{\mathcal{A}(j)}$$

5.2 Les matrices d'étalement et d'acceptance

L'acceptance et la fonction d'étalement sont calculées sous forme matricielle à l'aide de programmes de simulation Monte-Carlo DIMUJET/DIMUREC qui décrivent complètement l'appareillage des expériences NA38 et NA50 [dimujet 97, dimurec 97]. Les zones cinématiques étudiées pour les collisions proton-noyau et noyau-noyau sont définies dans les tableaux 5.1 et 5.2 respectivement. Les variables $M_{\mu\mu}$, p_T , Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$ ont été découpées en 70, 50, 30 et 32 canaux respectivement.

Variable	Minimum	Maximum
$M_{\mu\mu}$ (GeV/c ²)	1	8
p_T (GeV/c)	0	5
Y_{cm}	-0.7	0.8
$\cos(\theta_{\text{cs}})$	-0.8	0.8

Tableau 5.1 – Intervalles de chacune des quatre variables cinématiques dans les collisions proton-noyau (450 GeV/c).

Variable	Minimum	Maximum
$M_{\mu\mu}$ (GeV/c ²)	1	8
p_T (GeV/c)	0	5
Y_{cm}	-0.3	1.2
$\cos(\theta_{\text{cs}})$	-0.8	0.8

Tableau 5.2 – Intervalles de chacune des quatre variables cinématiques dans les collisions noyau-noyau (200 ou 158 GeV/c/nucléon).

5.2.1 L'évaluation de la matrice d'étalement

La matrice d'étalement, $\mathcal{S}(x'|x)$, dépend de huit variables correspondant à environ 10^{13} cellules différentes à calculer et à mettre en mémoire, ce qui est actuellement impossible à réaliser. Une méthode différente a donc été proposée. Elle consiste à utiliser la fonction d'étalement des muons individuels, préalablement déterminée par les programmes de simulation.

A partir des caractéristiques cinématiques ($M_{\mu\mu}$, p_T , Y_{cm} , $\cos(\theta_{\text{cs}})$) des dimuons, il est possible d'obtenir les composantes de l'impulsion (p_x , p_y , p_z) de chacun des muons. Cependant, ces impulsions ne définissent pas un ensemble de variables non corrélées vis à vis du calcul de la fonction d'étalement. Il faut donc trouver des combinaisons de ces variables que la résolution modifie indépendamment. Des simulations ont conduit à adopter le jeu de variables suivantes :

$$\begin{aligned}
 P_T \Delta\phi & & \text{avec } \Delta\phi &= \phi' - \phi \\
 P \Delta\theta = f(P) & & \text{avec } \Delta\theta &= \theta' - \theta \\
 \frac{\Delta P}{P} \left(\frac{1}{P_T + 0.3/P_T} \right) = f(P, \theta) & & \text{avec } \Delta P &= P' - P
 \end{aligned}$$

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' et ϕ' correspondent aux valeurs reconstruites.

Le passage de (p_x , p_y , p_z) aux composantes diffusées de l'impulsion (p_x' , p_y' , p_z') de chacun des muons se fait donc en choisissant 3 nombres aléatoires selon les distributions précédentes. L'étape suivante consiste à vérifier que les muons reconstruits passent dans le volume actif du spectromètre et remplissent la condition de déclenchement. Si l'événement est accepté par les différentes coupures, les variables cinématiques reconstruites ($M_{\mu\mu}'$, p_T' , Y_{cm}' , $\cos(\theta_{\text{cs}})'$) de la paire de muons sont calculées. Pour chaque point de l'espace de phase, cette procédure est répétée un grand nombre de fois (entre 1000 et 10000 fois).

La figure 5.1 compare les fonctions d'étalement obtenues par cette méthode et celles calculées à l'aide des programmes de simulation pour un point particulier de l'espace des variables. L'accord entre ces différentes courbes est vérifié pour environ 60 points pour chaque type de collisions. Un avantage important de cette méthode est sa rapidité : elle est environ 50 fois plus rapide que les programmes standard de simulation et de reconstruction du détecteur.

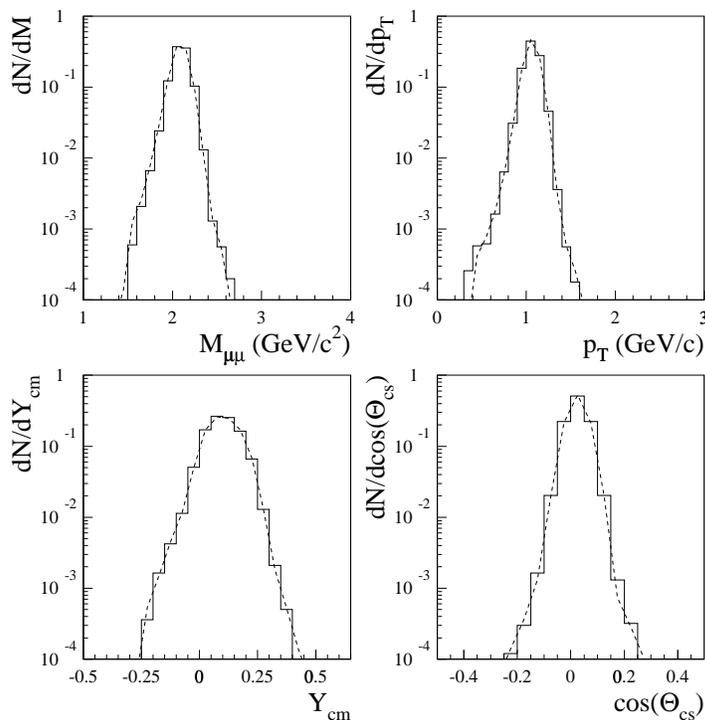


Figure 5.1 – Exemple de comparaison des résolutions calculées à l'aide des étalements des muons seuls (trait plein) et des programmes de simulation Monte–Carlo (tiret) pour un point donné de l'espace des variables ($M_{\mu\mu} = 2.05$ GeV/c², $p_T = 1.05$ GeV/c, $Y_{cm} = 0.125$ et $\cos(\theta_{cs}) = 0.025$).

5.2.2 Le calcul de l'acceptance

La correction d'acceptance, nécessaire pour obtenir les distributions physiques, s'effectue dans un espace cinématique plus réduit que ceux des tableaux 5.1 et 5.2 dans le but de s'affranchir des éventuels effets de bord dus à la correction de l'étalement.

Ce sous-espace restreint correspond encore à un nombre de cellules important (environ 1.12×10^6) et le calcul de l'acceptance dans chaque cellule demanderait un temps de calcul très long. Pour remédier à cette difficulté, l'acceptance est calculée avec les programmes complets de simulation DIMUJET/DIMUREC pour un ensemble de points réduit et est interpolée dans les régions où celle-ci varie doucement. En pratique, l'acceptance est évaluée pour 16 valeurs différentes de la masse, 22 pour l'impulsion transverse, tous les points de rapidité correspondant aux points mesurés et seulement les points correspondant aux valeurs positives également mesurées de $\cos(\theta_{cs})$ (car l'acceptance est symétrique par rapport à cette variable).

5.3 La déconvolution d'un lot d'événements simulés

Pour s'affranchir des faibles valeurs d'acceptance (moins de 1%) et des effets de bord dans la correction de l'étalement, le calcul de la distribution physique Φ est en pratique réduit aux intervalles suivants :

collisions proton–noyau			collisions noyau–noyau		
Variable	Minimum	Maximum	Variable	Minimum	Maximum
$M_{\mu\mu}$ (GeV/c ²)	1.6	8	$M_{\mu\mu}$ (GeV/c ²)	1.6	8
p_T (GeV/c)	0	5	p_T (GeV/c)	0	5
Y_{cm}	-0.2	0.4	Y_{cm}	0.2	0.8
$\cos(\theta_{\text{cs}})$	-0.3	0.3	$\cos(\theta_{\text{cs}})$	-0.3	0.3

Ces coupures éliminent environ 30% des événements mais évitent de prendre en compte des événements correspondant à des corrections très importantes et mal connues.

Afin de tester la méthode de déconvolution à quatre dimensions, le programme DIMUJET/DIMUREC est utilisé pour simuler et reconstruire plusieurs lots d'événements (DY, $D\bar{D}$, J/ψ). Ils sont ensuite superposés de façon à reproduire les spectres mesurés puis corrigés par cette méthode des effets d'acceptance et de résolution. La comparaison se fait ensuite sur les événements simulés et déconvolués. La simulation des processus DY et $D\bar{D}$ se fait grâce au générateur Monte–Carlo PYTHIA et la résonance J/ψ est représentée par les distributions suivantes :

$M_{\mu\mu}$	p_T	Y_{cm}	$\cos(\theta_{\text{cs}})$
3.097 GeV/c ²	$p_T \exp\left(-\left(\frac{p_T}{1.14}\right)^{1.7}\right)$	$\exp\left(-\frac{Y_{\text{cm}}^2}{2*0.57^2}\right)$	uniforme

Pour ces tests, nous avons simulé des collisions Pb–Pb à 158 GeV/c. Le nombre de tirages choisi dans chaque cellule pour évaluer la matrice d'étalement dépend de la région de masse, ceci dans le but d'améliorer la résolution des résonances sans trop augmenter le temps de calcul. Ainsi, 1000, 5000 et 10000 dimuons ont été reconstruits dans les zones de masse $M_{\mu\mu} < 2.8$ GeV/c², $2.8 \leq M_{\mu\mu} < 3.4$ GeV/c² et $M_{\mu\mu} \geq 3.4$ GeV/c² respectivement. Un nombre d'itérations de $k = 50$ a été choisi pour l'analyse. Toutefois, pour les masses $M_{\mu\mu} < 2.8$ GeV/c², le nombre d'itérations est limité à 5 afin d'éviter l'apparition et l'amplification de fluctuations intrinsèques à la méthode. Le calcul complet des erreurs est pratiquement impossible car il faudrait évaluer une matrice à huit dimensions contenant environ 10^{13} éléments. En négligeant l'erreur associée aux corrections d'étalement, les erreurs des données mesurées, corrigées d'acceptance, seront seules prises en compte dans les spectres déconvolués.

La figure 5.2 montre le bon accord général entre des événements simulés et déconvolués des effets d'appareillages dans les différentes distributions des variables cinématiques.

Sur cette figure, on peut également remarquer que la largeur initiale de la résonance J/ψ n'est pas totalement retrouvée et que la procédure sous–estime le continuum autour de la résonance. Cet artéfact, connu sous le nom “d'anneaux de Gibbs” [Lucy 94], est intrinsèque à la méthode. L'ajustement du spectre de masse (figure 5.3) par les fonctions analytiques déduites des distributions générées permet de comparer les nombres de dimuons générés et déconvolués des différents processus physiques.

	Généré	Déconvolué
norme du DY	102602	100442 ± 3559
norme du D \bar{D}	194202	201659 ± 5068
norme du J/ ψ	185700	185208 ± 997
masse du J/ ψ (GeV/c ²)	3.097	3.094 ± 0.003
largeur du J/ ψ (MeV/c ²)	0.087	46 ± 1

Tableau 5.3 – Comparaison entre les paramètres du spectre de masse généré et déconvolué.

Le tableau 5.3 présente cette comparaison et montre qu'un accord satisfaisant est obtenu entre les valeurs générées et déconvoluées.

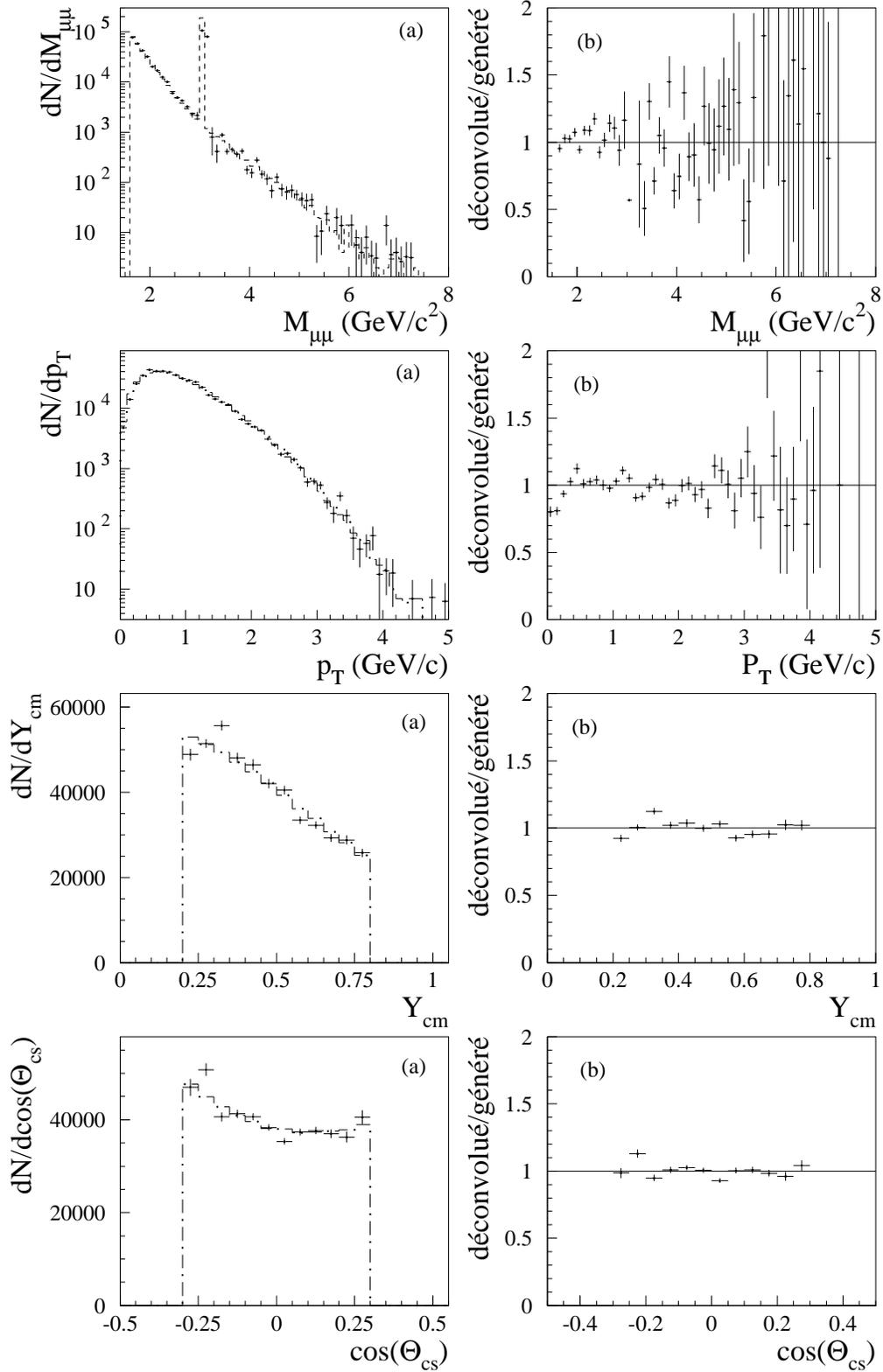


Figure 5.2 – Comparaison (a) des distributions déconvoluées (points) et simulées (tirets) pour les quatre variables cinématiques. Les rapports (b) entre ces deux distributions sont également représentés.

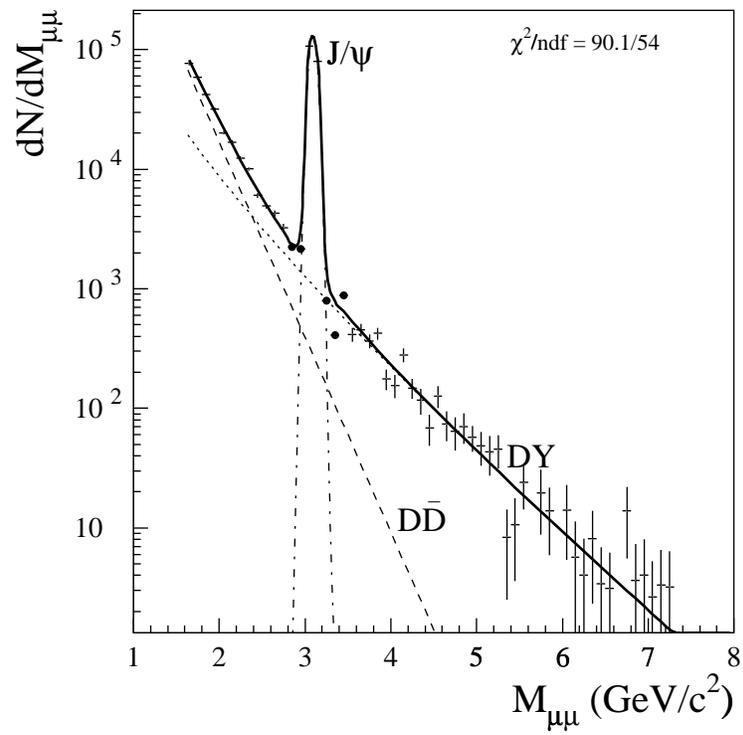


Figure 5.3 – Ajustement du spectre de masse déconvolué (les points noirs ne sont pas inclus dans l’ajustement).

Chapitre 6

Les processus contribuant aux spectres dimuons

Sommaire

6.1	Le bruit de fond combinatoire	66
6.2	La simulation des processus physiques	68
6.2.1	Les fonctions de distribution des partons	68
6.2.2	Le processus DRELL-YAN	68
6.2.3	La génération du processus $D\bar{D}$	72
6.2.4	Les distributions en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$	74

L'analyse des données expérimentales est basée sur le spectre de masse des paires de muons car seule cette variable cinématique permet de séparer certains des différents processus contribuant aux spectres de dimuons (résonances J/ψ et ψ' , DY au-delà de $M_{\mu\mu} > 4.2 \text{ GeV}/c^2$). Après soustraction du bruit de fond provenant des désintégrations des mésons π et K , le processus DRELL-YAN, les désintégrations semi-leptoniques des mésons charmés et éventuellement un processus thermique contribuent aux dimuons de la région des masses intermédiaires (IMR). Dans ce chapitre, après avoir présenté la méthode permettant de soustraire le bruit de fond des spectres mesurés, nous étudierons comment sont déterminées les formes analytiques théoriques dans les différentes variables cinématiques des mécanismes de DRELL-YAN et de production de charme à l'aide du générateur Monte-Carlo PYTHIA [Sjöstrand 94].

6.1 Le bruit de fond combinatoire

La méthode de déconvolution à quatre dimensions développée au chapitre 5 s'applique sur un lot de données soustrait des événements du bruit de fond. Or, les paires de muons de signe opposé enregistrées lors des prises de données contiennent des dimuons $\mu^+\mu^-$ provenant des combinaisons fortuites entre deux muons issus des désintégrations des mésons π et K . Dans les expériences NA50 et NA38, le nombre d'événements bruit de fond se situe entre 85% (collisions p-A et noyau-noyau périphériques) et 95% (collisions Pb-Pb centrales) du nombre total de dimuons de signes opposés dans la région des masses intermédiaires ($1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$). L'évaluation de ces événements de bruit de fond est donc cruciale pour une estimation correcte des autres processus contribuant à cette région (DY, $D\bar{D}$, dimuons thermiques, etc).

Les méthodes d'évaluation de ce bruit de fond reposent directement sur les paires de muons de même signe ($\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$), également enregistrées lors des prises de données, et provenant exclusivement des pions et des kaons.

En supposant que les distributions de multiplicité des mésons obéissent à une loi poissonnienne, le nombre d'événements bruit de fond pour la variable cinématique X ($X = M_{\mu\mu}, p_T, Y_{\text{cm}}$ ou $\cos(\theta_{\text{cs}})$) est donné par [Fleuret 97] :

$$\left. \frac{dN^{+-}}{dX} \right|_{\text{BdF}} = 2 \frac{\mathcal{A}^{+-}}{\sqrt{\mathcal{A}^{++}\mathcal{A}^{--}}} \sqrt{\frac{dN^{++}}{dX} \frac{dN^{--}}{dX}} \quad (6.1)$$

où \mathcal{A}^{+-} , \mathcal{A}^{++} et \mathcal{A}^{--} sont les acceptances des dimuons de signe opposé et de même signe respectivement.

La coupure image, présentée au chapitre 4, assurant que l'acceptance d'un muon est indépendante du signe de l'autre muon de la paire conduit à $\mathcal{A}^{+-}/\sqrt{\mathcal{A}^{++}\mathcal{A}^{--}} = 1$. Pour s'affranchir d'une éventuelle imperfection de cette coupure, le bruit de fond est estimé séparément pour les deux signes du champ magnétique. L'équation 6.1 se réécrit donc :

$$\left. \frac{dN^{+-}}{dX} \right|_{\text{BdF}} = 2 \cdot \left[\left(\sqrt{\frac{dN^{++}}{dX} \frac{dN^{--}}{dX}} \right)_{\oplus} + \left(\sqrt{\frac{dN^{++}}{dX} \frac{dN^{--}}{dX}} \right)_{\ominus} \right] \quad (6.2)$$

dans ce cas, l'erreur σ_{BdF} sur la distribution du bruit de fond prend la forme suivante :

$$\sigma_{\text{BdF}} = \sqrt{\left(\frac{dN^{++}}{dM} + \frac{dN^{--}}{dM} \right)_{\oplus} + \left(\frac{dN^{++}}{dM} + \frac{dN^{--}}{dM} \right)_{\ominus}}$$

Lorsque la multiplicité des mésons chargés (π et K) est faible (collisions p–A et noyau–noyau périphériques), l'équation 6.2 n'est plus exacte du fait des effets de corrélation de charges. Pour prendre en compte ces effets, le terme de droite de l'équation 6.2 est multiplié par un facteur de correction R_{BdF} . Les effets de corrélation de charges, paramétrés par ce facteur R_{BdF} , ont été évalués [Soave 98] par simulation Monte–Carlo avec le programme VENUS 4.12 [Werner 93]. Pour chaque système (p–A, S–U, Pb–Pb), environ 4×10^5 collisions sont générées. Pour les interactions noyau–noyau, la dépendance avec la centralité de la collision est également étudiée en simulant plusieurs paramètres d'impact. Les pions et kaons produits dans la collision traversent ensuite les différents absorbeurs et détecteurs de l'expérience. Pendant leur parcours, chaque méson j de charge a décroît en muon suivant une probabilité P_j^a dépendante du milieu traversé. Ensuite, chaque méson est combiné aux $N_m - 1$ autres mésons pour former un dimuon dont le poids est $P_{j,k}^{ab} = P_j^a \times P_k^b$ avec $j, k = \pi$ ou K et $a, b = +$ ou $-$. Pour la variable cinématique X , le facteur R_{BdF} est donné par :

$$R_{\text{BdF}}(X) = \frac{\sum_{\text{collisions}} \sum_{j,k} P_{j,k}^{+-}(X)}{2 \sqrt{\left(\sum_{\text{collisions}} \sum_{j,k} P_{j,k}^{++}(X) \right) \left(\sum_{\text{collisions}} \sum_{j,k} P_{j,k}^{--}(X) \right)}}$$

Ce facteur est calculé dans la région cinématique $0 < Y_{\text{cm}} < 1$ ($-0.52 < Y_{\text{cm}} < 0.48$ en p–A) et $-0.5 < \cos(\theta_{\text{cs}}) < 0.5$, correspondant à la fenêtre d'acceptance de l'appareillage. Dans cette région, le facteur R_{BdF} ne montre pas de variation notable en fonction des différentes variables cinématiques, si bien qu'une valeur constante est utilisée pour chaque système. Les tableaux ci-dessous rassemblent les différentes valeurs du facteur R_{BdF} utilisées dans cette analyse pour les collisions p–A (basse et haute intensité) :

	Système	R_{BdF}
	p–Al basse intensité	1.13 ± 0.02
	p–Cu basse intensité	1.10 ± 0.02
	p–W basse intensité	1.14 ± 0.03
	p–Al haute intensité	1.06 ± 0.02
	p–Cu haute intensité	1.06 ± 0.02
	p–Ag haute intensité	1.06 ± 0.01
	p–W haute intensité	1.05 ± 0.01

et pour les collisions S–U et Pb–Pb en fonction de la centralité :

Système	E_T (GeV)	R_{BdF}
S–U	E_{T1} 13. – 34.	1.023 ± 0.009
S–U	E_{T2} 34. – 50.	1.013 ± 0.006
S–U	E_{T3} 50. – 64.	1.009 ± 0.003
S–U	E_{T4} 64. – 77.	1.007 ± 0.003
S–U	E_{T5} 77. – 88.	1.006 ± 0.002
Pb–Pb	E_{T1} 5. – 27.	1.027 ± 0.011
Pb–Pb	E_{T2} 27. – 43.	1.012 ± 0.006
Pb–Pb	E_{T3} 43. – 60.	1.006 ± 0.003
Pb–Pb	E_{T4} 60. – 74.	1.003 ± 0.001
Pb–Pb	E_{T5} 74. – 86.	1.0 ± 0.0
Pb–Pb	E_{T6} 86. – 100.	1.0 ± 0.0
Pb–Pb	E_{T7} 100. – 140.	1.0 ± 0.0

Une méthode basée sur l'équation 6.2 ne peut pas être utilisée seule dans le cas d'une méthode de déconvolution à plusieurs dimensions car le contenu multidimensionnel N^{++} ou N^{--} (ou les deux) des cellules est souvent nul. Afin de contourner cette difficulté, nous utilisons une méthode [Constantinescu 96] qui calcule les distributions de bruit de fond des différentes variables cinématiques en combinant tous les muons μ^+ et μ^- provenant des paires de muons de même signe. Les spectres ainsi combinés sont ensuite normalisés de sorte que : $N^{+-}|_{\text{BdF}} = 2 R_{\text{BdF}} \sqrt{N^{++}N^{--}}$.

Ce bruit de fond à 4-dimensions est ensuite soustrait au signal $\mu^+\mu^-$ enregistré par le spectromètre. Toutefois, cette soustraction peut dans certaines occasions, conduire à des contenus de cellules négatifs. Dans ces situations, nous recherchons la cellule la plus proche et nous lui soustrayons, si possible, la totalité du contenu de la cellule négative. Sinon, seulement la partie égale au contenu de la cellule la plus proche est soustrait et l'excès est à son tour comparé à la deuxième plus proche cellule. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que tout le bruit de fond combiné soit soustrait. Grâce à cette méthode, le contenu du signal dimuon est soit nul, soit positif mais jamais négatif. Cette procédure, de déplacement des événements, ne modifie pas les distributions de bruit de fond de façon sensible [Abreu 98].

6.2 La simulation des processus physiques

Après soustraction du bruit de fond, deux mécanismes physiques contribuent au spectre en masse invariante des paires de muons dans la région des masses intermédiaires : le processus DRELL-YAN et les désintégrations semi-leptoniques des mésons charmés. Les distributions différentielles de ces processus sont obtenues à l'aide de simulations Monte-Carlo. Les formes théoriques du DY et du $D\bar{D}$ sont ainsi générées avec le programme PYTHIA dans la même région cinématique que les données, à savoir :

$$\begin{aligned} & -0.2 < Y_{\text{cm}} < 0.4 && \text{pour les collisions proton-noyau} \\ \text{et } & 0.2 < Y_{\text{cm}} < 0.8 && \text{pour les collisions noyau-noyau} \\ & -0.3 < \cos(\theta_{\text{cs}}) < 0.3 \\ & 0.0 < p_{\text{T}} < 5.0 \text{ GeV}/c \end{aligned}$$

Les distributions différentielles obtenues sont ensuite ajustées par des fonctions *ad hoc* qui seront utilisées par la suite dans les analyses des données expérimentales.

6.2.1 Les fonctions de distribution des partons

Deux paramétrisations des fonctions de distribution des partons à l'intérieur des nucléons ont été utilisées : MRS A [MRS 95] ($\Lambda_{QCD} = 230 \text{ MeV}$, $Q_{\text{min}}^2 = 0.625 \text{ GeV}^2$) et GRV94 LO [Glück 95] ($\Lambda_{QCD} = 200 \text{ MeV}$, $Q_{\text{min}}^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$). Ces deux paramétrisations font partie de la librairie PDFLIB [Plathow 93] et ont été choisies en raison de leur capacité à décrire la structure du nucléon pour de faibles valeurs du quadrimoment transféré Q . Les modifications apportées par l'environnement nucléaire sur les fonctions de distribution des partons sont prises en compte grâce à la paramétrisation développée par Eskola, Kolhinen et Salgado [EKS 99] et implantées dans le code EKS98.

6.2.2 Le processus Drell-Yan

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, le processus DRELL-YAN, annihilation électromagnétique quark-antiquark de même saveur, est un processus dur. La forme des

distributions dépend de la nature en quarks de valence des nucléons mis en jeu dans la collision comme on peut le voir sur la figure 6.1.

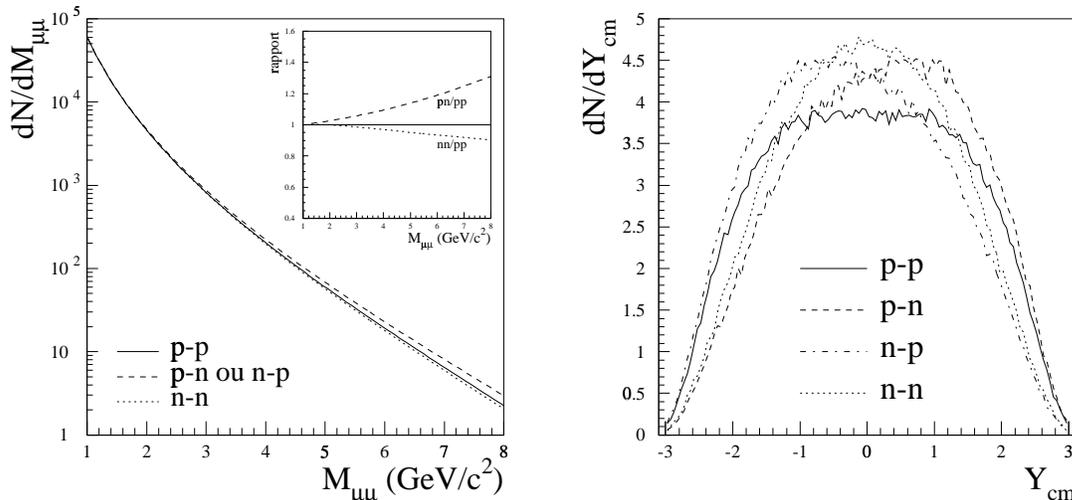


Figure 6.1 – Distributions en masse ($M_{\mu\mu}$) et en rapidité (Y_{cm}) du processus DY dans les collisions p-p, p-n, n-p et n-n à 450 GeV/c données par PYTHIA (avec MRS A et $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}} = 0.8$ GeV/c). Les spectres ont été arbitrairement normalisés.

Il est donc nécessaire de tenir compte lors de la génération du nombre de collisions p-p, p-n, n-p et n-n dans les différentes collisions proton-noyau et noyau-noyau (effet d'isospin). Le tableau ci-dessous donne le pourcentage relatif de collisions nucléon-nucléon pour les différents systèmes étudiés :

Système	% p-p	% p-n	% n-p	% n-n
p-Al	48.15	51.85	–	–
p-Cu	45.64	54.36	–	–
p-Ag	43.52	56.48	–	–
p-W	40.22	59.78	–	–
S-U	19.33	30.67	19.33	30.67
Pb-Pb	15.54	23.88	23.88	36.70

a. L'impulsion transverse intrinsèque des partons

A l'intérieur des nucléons, les quarks et les gluons ne sont pas immobiles (mouvement de Fermi) et possèdent donc une impulsion transverse. De plus, la génération Monte-Carlo du processus DRELL-YAN avec PYTHIA, correspond au calcul théorique QCD à l'ordre le plus bas (LO) et ne rend pas compte des impulsions transverses des dimuons. Pour tenir compte des corrections apportées par les calculs d'ordre supérieurs au moment transverse du photon virtuel et du mouvement de Fermi, les distributions théoriques sont générées avec une impulsion transverse intrinsèque des partons de forme gaussienne. En pratique, la largeur de la gaussienne, $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}}$, est ajustée de façon à reproduire la distribution en impulsion transverse des dimuons du processus DRELL-YAN dans les collisions proton-proton. La figure 6.2 montre la comparaison entre la distribution expérimentale en impulsion transverse des dimuons de masse $M_{\mu\mu} > 4.2$ GeV/c² produits dans les collisions p-p à 450 GeV/c [Abreu 94] et les paramétrisations analytiques obtenues avec PYTHIA pour quatre valeurs de $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}}$ et les fonctions de distribution des partons MRS A.

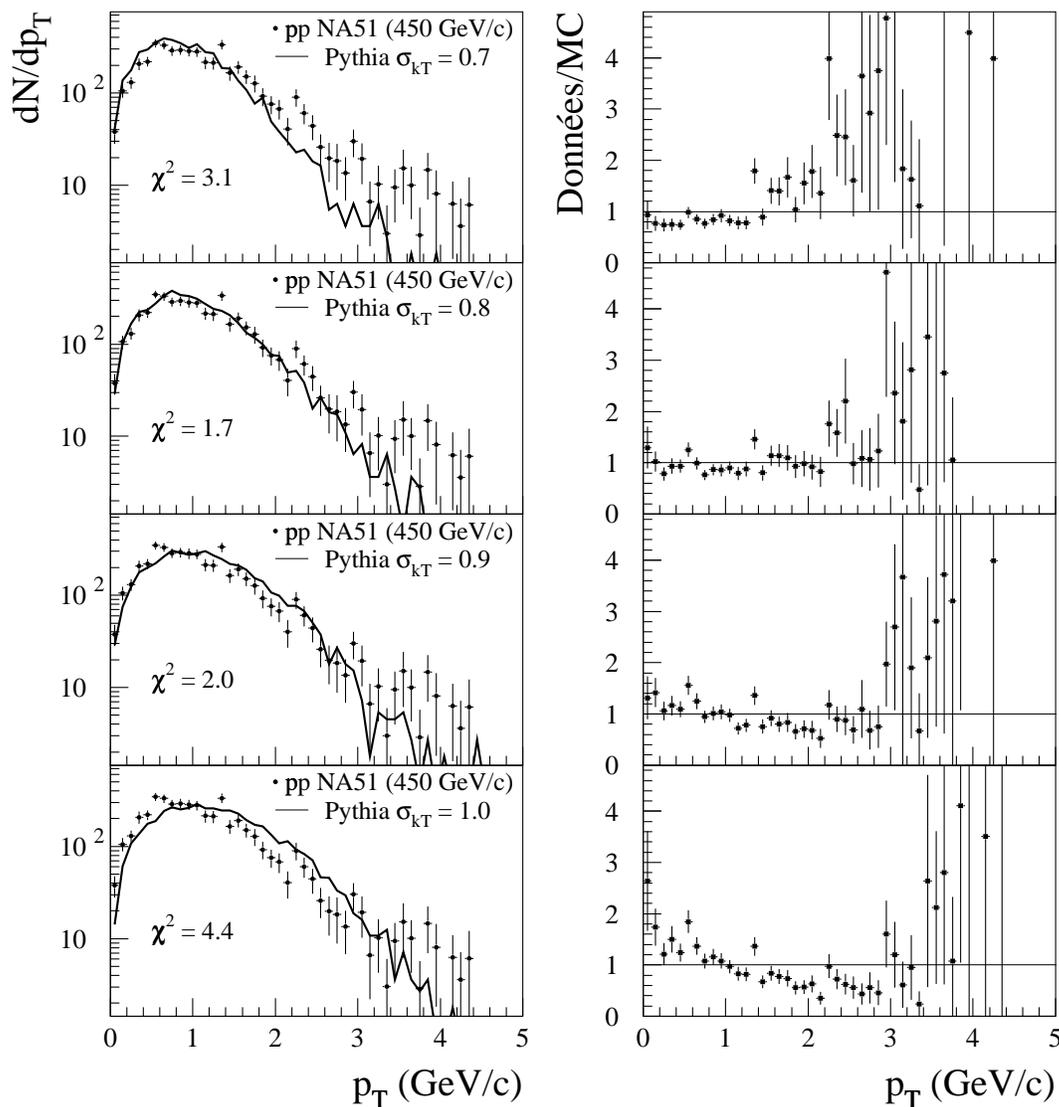


Figure 6.2 – Comparaison de la distribution expérimentale en impulsion transverse des dimuons de masse $M_{\mu\mu} > 4.2$ GeV/c² produits dans les collisions p–p à 450 GeV/c avec les formes théoriques obtenues avec PYTHIA pour différentes valeurs de $\sigma_{k_T}^{DY}$.

Les valeurs extrêmes, correspondant à $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.7$ et 1.0 GeV/c, sont à exclure car elles ne reproduisent pas les données. Par contre, les valeurs $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$ et 0.9 GeV/c permettent de les représenter de façon équivalente. En pratique, nous choisissons d'effectuer l'analyse avec $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$ GeV/c, ce qui correspond à $\langle k_T^2 \rangle = 0.64$ (GeV/c)². Cette valeur est compatible avec celle obtenue par Cox et Malhotra [Cox 84] dans leur étude de la dépendance en énergie du moment transverse des dimuons produits dans les collisions p–N : $\langle k_T^2 \rangle = 0.58 \pm 0.06$ (GeV/c)².

Les résultats obtenus avec $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.9$ GeV/c permettront d'estimer une erreur systématique due au choix de ce paramètre.

b. Les paramétrisations analytiques du processus Drell–Yan

Pour chaque système, environ 10^6 événements DY sont générés dans l'espace de phase d'analyse. La fonction de lissage qui permet de rendre compte du spectre de masse obtenu est la suivante :

$$f_{\text{DY}}(M_{\mu\mu}) \propto \frac{1}{M_{\mu\mu}^a} e^{-M_{\mu\mu}/b}$$

Un exemple d'ajustement entre la distribution en masse calculée par PYTHIA et cette forme analytique est montré sur la figure 6.3 dans le cas de collisions Pb–Pb.

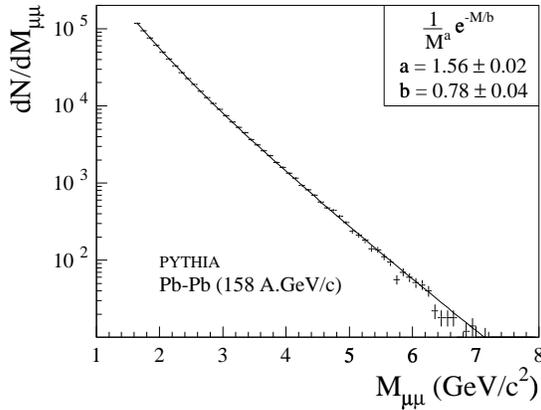


Figure 6.3 – Ajustement de la distribution en masse invariante de la paire de muons pour le processus DY obtenue avec PYTHIA pour des collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon.

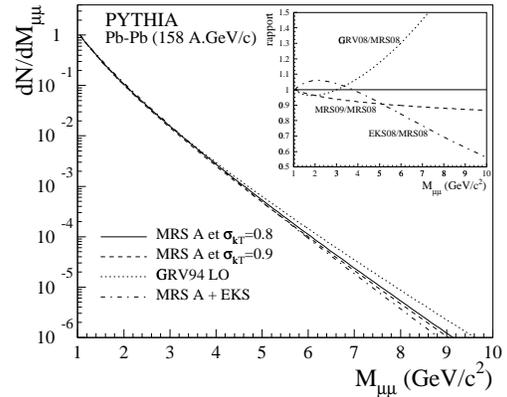


Figure 6.4 – Spectres de masse des dimuons du processus DY dans les collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon donnée par PYTHIA pour différentes fonctions de distribution des partons et valeurs de $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}}$. Les spectres ont été arbitrairement normalisés à 1 pour $M_{\mu\mu} = 1. \text{ GeV}/c^2$.

La figure 6.4 et le tableau 6.1 illustrent l'évolution des paramétrisations analytiques des spectres de masse des dimuons du processus DY dans les collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon donnée par PYTHIA pour différentes fonctions de distribution des partons et paramètres $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}}$ utilisés. Pour un système donné, on constate que la forme du spectre de masse obtenue diffère suivant le choix des paramètres.

Les distributions en impulsion transverse (pour $1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$) des différents systèmes sont également ajustées par des fonctions de lissage. La fonction analytique utilisée est dans ce cas la suivante :

$$f_{\text{DY}}(p_{\text{T}}) \propto p_{\text{T}} \exp \left[- \left(\frac{p_{\text{T}}}{p_{\text{T}_0}} \right)^\beta \right]$$

La figure 6.5 présente l'ajustement de cette fonction avec la distribution en impulsion transverse obtenue avec PYTHIA pour les collisions p–W.

Le tableau 6.2 regroupe les valeurs des paramètres p_{T_0} et β obtenues pour les différents systèmes et les fonctions de distribution des partons MRS A et $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}} = 0.8 \text{ GeV}/c$.

Système	MRS A				GRV94 LO		MRS A + EKS	
	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$		$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.9$		$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$		$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	
	a	b	a	b	a	b	a	b
p–Al	2.15	1.69	1.99	1.54	2.42	1.92	1.92	1.52
p–Cu	2.13	1.68	2.00	1.55	2.42	1.93	1.87	1.48
p–Ag	2.13	1.68	2.00	1.56	2.42	1.93	1.83	1.46
p–W	2.15	1.71	2.00	1.56	2.44	1.95	1.58	1.31
S–U	1.74	0.92	1.73	0.90	2.00	1.03	1.42	0.82
Pb–Pb	1.56	0.78	1.62	0.77	1.85	0.88	1.27	0.70

Tableau 6.1 – Coefficients a et b de la fonction de lissage des spectres de masse des événements DY pour les différents systèmes et fonctions de distribution des partons utilisés. Les valeurs de $\sigma_{k_T}^{\text{DY}}$ sont en GeV/c et celles de b en GeV/c².

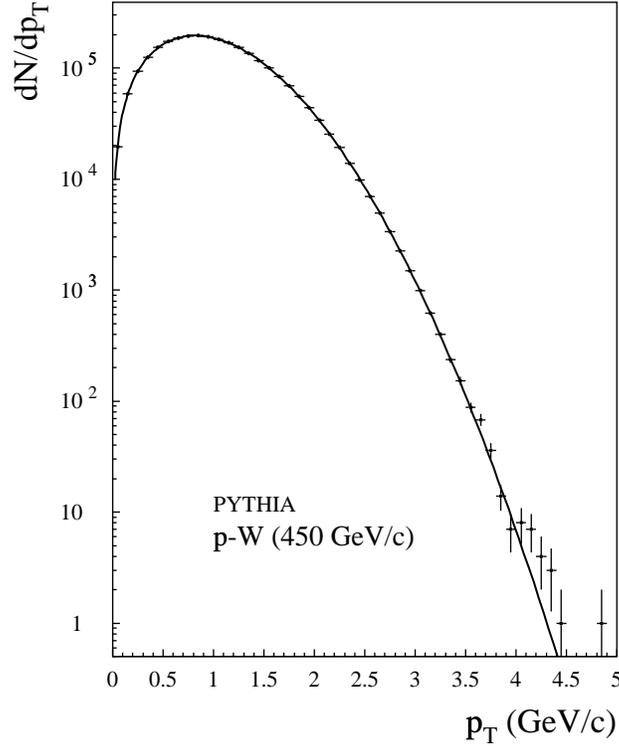


Figure 6.5 – Ajustement de la distribution en impulsion transverse des dimuons du processus DY obtenue avec PYTHIA pour des collisions p–W à 450 GeV/c.

6.2.3 La génération du processus $D\bar{D}$

Aux énergies des collisions proton–noyau ou noyau–noyau, la production de charme est dominée par le processus de fusion de gluon (environ 80% de la section efficace totale). La nature en quarks des nucléons impliqués dans la collision n’est donc pas importante et par conséquent, seules des collisions p–p ont été simulées.

Les événements $D\bar{D}$ sont générés en utilisant une impulsion transverse intrinsèque des gluons de forme gaussienne de largeur $\sigma_{k_T}^{\text{D}\bar{\text{D}}} = 1$ GeV/c nécessaire pour représenter

Système	p_{T_0} (GeV/c)	β
p-Al	1.163 ± 0.008	2.028 ± 0.002
p-Cu	1.162 ± 0.008	2.021 ± 0.002
p-Ag	1.163 ± 0.008	2.010 ± 0.001
p-W	1.161 ± 0.008	2.032 ± 0.002
S-U	1.150 ± 0.007	2.027 ± 0.002
Pb-Pb	1.143 ± 0.003	2.014 ± 0.001

Tableau 6.2 – Coefficients p_{T_0} et β de la fonction de lissage des spectres en impulsion transverse des événements DY pour les différents systèmes étudiés.

les résultats de mesure directe de production de charme [Aitala 96, Braun-Munzinger 98, Frixione 94]. Cette valeur sera considérée comme fixe dans ce travail.

La masse du quark charmé utilisée dans l’analyse est de $1.5 \text{ GeV}/c^2$. Toutefois, cette masse n’étant estimée par les modèles qu’avec une précision de quelques centaines de MeV, m_c peut varier de 1.2 à $1.7 \text{ GeV}/c^2$ [Eidemüller 00]. Afin d’évaluer une erreur systématique dépendant du choix de la valeur utilisée, l’analyse sera également effectuée pour les valeurs de $m_c = 1.3$ et $1.7 \text{ GeV}/c^2$.

La simulation demande beaucoup de temps de calcul car la plupart des événements $D\bar{D}$ générés donnent une paire de muons en dehors de l’espace de phase d’analyse. Dans le but de réduire ce temps, le taux de branchement des mésons D en muons est arbitrairement mis à 100%. Ensuite, chaque paire de muons acceptée par les coupures cinématiques est pondérée du produit des taux de branchement en muons des mésons D et \bar{D} ayant formés le dimuon.

Les distributions obtenues sont ensuite ajustées par des fonctions analytiques. La fonction de lissage utilisée pour reproduire la distribution théorique du spectre de masse du processus $D\bar{D}$ est la suivante :

$$f_{D\bar{D}}(M_{\mu\mu}) \propto e^{-M_{\mu\mu}/b}$$

Un exemple d’ajustement correspondant aux collisions S–U est montré sur la figure 6.6.

Les tableaux 6.3 et 6.4 rassemblent les valeurs du coefficient b déterminées par cet ajustement pour différentes fonctions de distribution des partons et valeur de m_c . On constate que la forme du spectre de masse des événements $D\bar{D}$ dépend peu des fonctions de distribution des partons utilisées. La figure 6.7 montre une dépendance significative du spectre de masse des dimuons du processus $D\bar{D}$ créés dans les collisions S–U à $200 \text{ GeV}/c/\text{nucléon}$ avec la masse du quark charmé. Sur la figure seule la région cinématique, où ce processus est dominant, est montrée.

Système	b (GeV/c ²)		
	$m_c = 1.3$	$m_c = 1.5$	$m_c = 1.7$
p-A (450 GeV/c)	0.315	0.318	0.343
S-U (200 GeV/c)	0.266	0.276	0.294
Pb-Pb (158 GeV/c)	0.259	0.269	0.286

Tableau 6.3 – Coefficient b de la fonction de lissage des spectres en masse des événements $D\bar{D}$ pour différentes masses du quark charmé (en GeV/c^2) et les fonctions de distribution des partons MRS A.

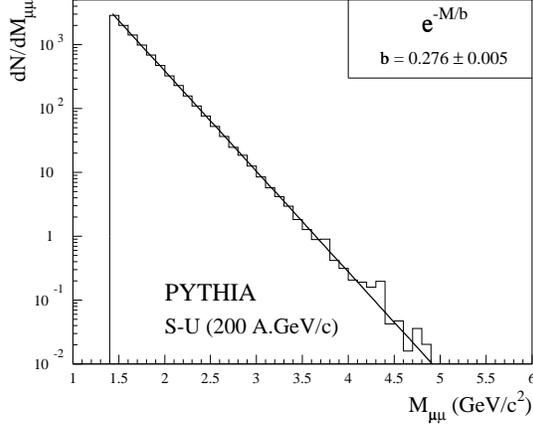


Figure 6.6 – Ajustement de la distribution en masse invariante de la paire de muons pour le processus $D\bar{D}$ obtenue avec PYTHIA pour des collisions S–U à 200 GeV/c/nucléon.

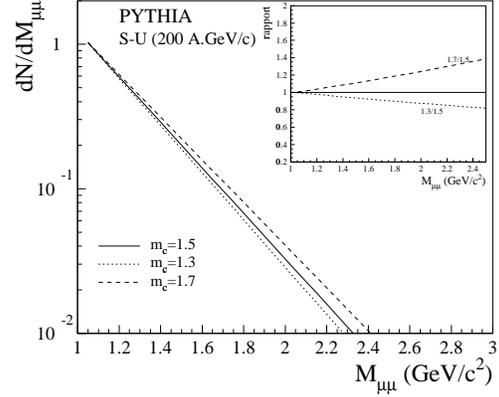


Figure 6.7 – Spectres de masse des dimuons du processus $D\bar{D}$ dans les collisions S–U à 200 GeV/c/nucléon donnés par PYTHIA en fonction de la masse du quark charmé. Ils ont été arbitrairement normalisés à 1 pour $M_{\mu\mu} = 1$ GeV/c².

Système	b (GeV/c ²)		
	MRS A	GRV94 LO	MRS A + EKS
p–A (450 GeV/c)	0.318	0.317	0.320
S–U (200 GeV/c)	0.276	0.278	0.276
Pb–Pb (158 GeV/c)	0.269	0.270	0.265

Tableau 6.4 – Coefficient b de la fonction de lissage des spectres en masse des événements $D\bar{D}$ pour différentes fonctions de distribution des partons et $m_c = 1.5$ GeV/c².

Les distributions en impulsion transverse des différents systèmes sont également ajustées par des fonctions analytiques. La forme utilisée est la suivante :

$$f_{D\bar{D}}(p_T) \propto \frac{p_T}{\left[1 + \left(\frac{p_T}{p_{T_0}}\right)^2\right]^\beta}$$

Le résultat de l’ajustement de cette fonction dans le cas des collisions Pb–Pb est montré sur la figure 6.8 pour $m_c = 1.5$ GeV/c². Nous avons vérifié que la forme du spectre en impulsion transverse ne dépend pas de la valeur de m_c .

Le tableau 6.5 récapitule les valeurs des paramètres p_{T_0} et β pour les différents systèmes et la fonction de distribution des partons MRS A.

6.2.4 Les distributions en Y_{cm} et $\cos(\theta_{cs})$

La figure 6.9 compare la distribution en rapidité des dimuons des processus DY et $D\bar{D}$ obtenue avec PYTHIA dans la région cinématique : $1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5$ GeV/c² et $|\cos(\theta_{cs})| < 0.3$ correspondant à des collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon. Ces deux distributions, de forme gaussienne, sont différentes. En effet, la région des grandes rapidités

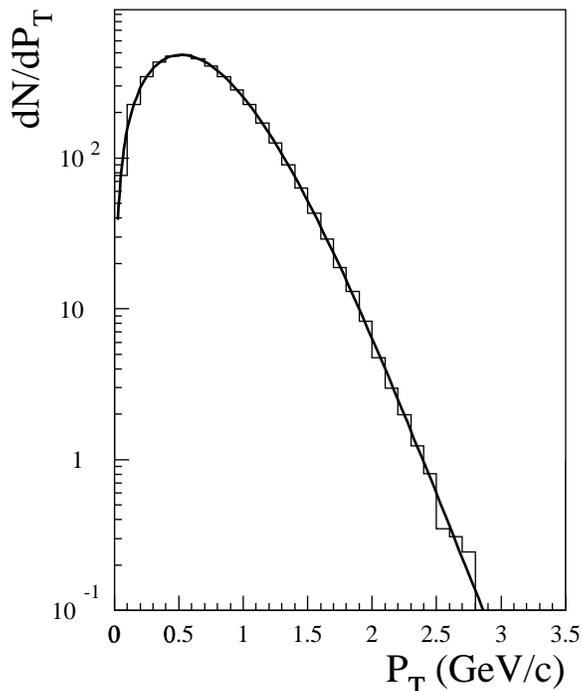


Figure 6.8 – Ajustement de la distribution en impulsion transverse des dimuons du processus $D\bar{D}$ obtenue avec PYTHIA pour les collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon.

Système	p_{T_0} (GeV/c)	β
p–A (450 GeV/c)	2.173 ± 0.006	8.51 ± 0.06
S–U (200 GeV/c)	2.573 ± 0.008	12.8 ± 0.3
Pb–Pb (158 GeV/c)	2.743 ± 0.009	14.5 ± 0.6

Tableau 6.5 – Coefficients p_{T_0} et β de la fonction de lissage des spectres en impulsion transverse des événements $D\bar{D}$ pour les différents systèmes et $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$.

($|Y_{\text{cm}}| > 1.0$) est dominée par le processus DY. Cependant, dans la région accessible à l'expérience NA50 ($0.2 < Y_{\text{cm}} < 0.8$), la séparation de ces deux processus par la variable Y_{cm} est impossible.

De même, la figure 6.9 illustre la distribution en $\cos(\theta_{\text{cs}})$ des dimuons des processus DY et $D\bar{D}$ obtenue avec PYTHIA dans la région cinématique suivante : $1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$ et $0.2 < Y_{\text{cm}} < 0.8$ pour des collisions Pb–Pb. On remarque que la coupure sur la variable Y_{cm} non centrée en zéro conduit à une distribution en $\cos(\theta_{\text{cs}})$ asymétrique pour le processus $D\bar{D}$ dû à l'existence d'une corrélation entre Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$. Dans la région d'analyse ($|\cos(\theta_{\text{cs}})| < 0.3$) il est également impossible de séparer ces deux processus par une quelconque sélection en $\cos(\theta_{\text{cs}})$.

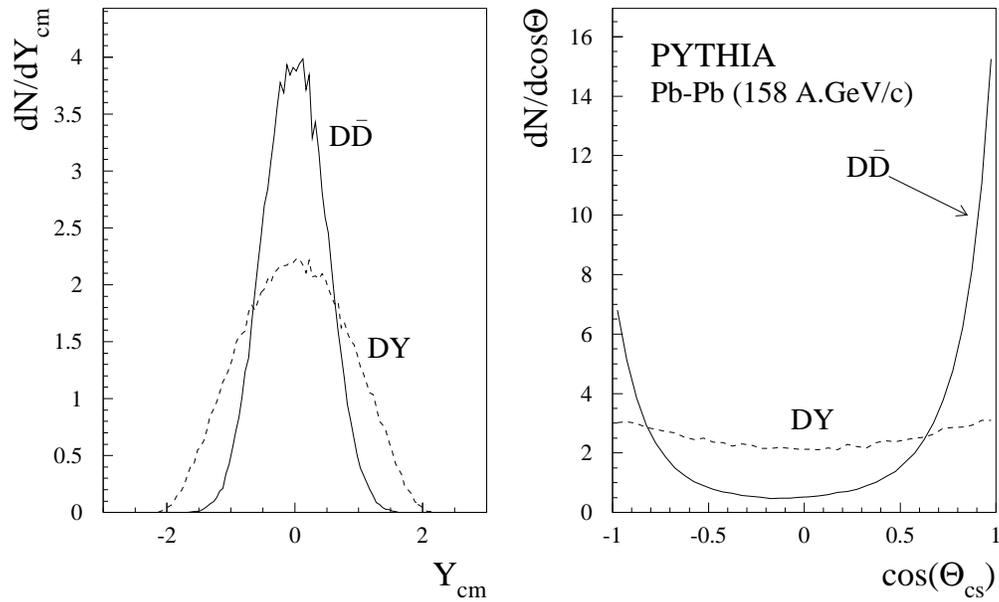


Figure 6.9 – Distributions en rapidité (Y_{cm}) et $\cos(\theta_{cs})$ des dimuons IMR des processus DY (tiret) et $DD\bar{}$ (trait plein) correspondant aux collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon données par PYTHIA.

Chapitre 7

Les collisions proton–noyau : la référence

Sommaire

7.1	Introduction	78
7.2	Le rapport $D\bar{D}/DY$	79
7.2.1	La correction des effets d'isospin	79
7.2.2	L'ajustement des spectres de masse	80
7.2.3	Le rapport $D\bar{D}/DY _{pp}$	81
7.3	Les spectres en impulsion transverse	87
7.4	Les spectres en Y_{cm} et $\cos(\theta_{cs})$	90
7.5	La section efficace de production de charme	90

Dans ce chapitre, nous présentons l'analyse des données proton-noyau (p-A, A = Al, Cu, Ag et W) à 450 GeV/c dans la région des masses intermédiaires (IMR). Dans cette région ($\mathcal{D}_{pA} : 1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2, -0.2 < Y_{\text{cm}} < 0.4$ et $|\cos(\theta_{\text{cs}})| < 0.3$), les distributions dans les différentes variables cinématiques des dimuons sont décrites, après soustraction des dimuons de bruit de fond par la superposition des dimuons provenant du processus DRELL-YAN (DY) et des décroissances des mésons à charme ouvert (D \bar{D}).

Les contributions dues au DY et au D \bar{D} sont déterminées en ajustant les différentes distributions expérimentales en masse invariante dans la région $1.6 < M_{\mu\mu} < 8.0 \text{ GeV}/c^2$ par les paramétrisations analytiques déterminées au chapitre 6. Les deux processus DY et D \bar{D} , étant des processus durs (voir chapitre 1), ils évoluent linéairement avec le nombre de collisions proton-nocléon. Le rapport D \bar{D} /DY entre le nombre de dimuons provenant des processus D \bar{D} et DY dans la région des masses intermédiaires doit donc être identique pour les quatre systèmes. Nous examinerons également les variations possibles du rapport $D\bar{D}/DY|_{\text{pp}}$ en fonction de différents paramètres (impulsion transverse intrinsèque donnée aux quarks pour le processus DY, masse du quark charmé, sélection des données). Nous contrôlerons l'accord obtenu sur les distributions en masse avec celles en impulsion transverse, rapidité et $\cos(\theta_{\text{cs}})$. Enfin, à partir de la valeur $D\bar{D}/DY|_{\text{pp}}$ déterminée par cette analyse, nous montrerons qu'il est possible d'estimer la section efficace de production de charme ouvert à $\sqrt{s} = 29.1 \text{ GeV}$.

7.1 Introduction

L'analyse des données proton-noyau permet d'extraire le nombre d'événements dimuons provenant du processus D \bar{D} dans la région des IMR. En effet, le nombre de dimuons du processus DY est quant à lui déterminé essentiellement par la région des hautes masses $M_{\mu\mu} > 4.2 \text{ GeV}/c^2$ où seuls les événements DY sont présents.

Après soustraction du bruit de fond, et traitement par la méthode quadri-dimensionnelle exposée au chapitre 5, le spectre de masse résultant est représenté dans le domaine $1.6 < M_{\mu\mu} < 8.0 \text{ GeV}/c^2$ par la superposition des résonances J/ψ et ψ' et des processus DY et D \bar{D} :

$$\frac{dN}{dM} = n^{J/\psi} \frac{dN^{J/\psi}}{dM} + n^{\psi'} \frac{dN^{\psi'}}{dM} + n^{\text{DY}} \left[\frac{dN^{\text{DY}}}{dM} + R_{D\bar{D}/\text{DY}} \frac{dN^{D\bar{D}}}{dM} \right] \quad (7.1)$$

où $n^{J/\psi}$, $n^{\psi'}$ et n^{DY} sont les facteurs de normalisation des différents processus et $R_{D\bar{D}/\text{DY}}$ représente le rapport des normalisations des processus D \bar{D} et DY.

dN^{DY}/dM et $dN^{D\bar{D}}/dM$ sont les fonctions analytiques obtenues au chapitre 6 à partir des distributions calculées par PYTHIA. Pour les résonances J/ψ et ψ' , les fonctions $dN^{J/\psi}/dM$ et $dN^{\psi'}/dM$ sont des gaussiennes.

Pour cette analyse, les 7 paramètres libres dans les ajustements sont les suivants :

- les facteurs de normalisation du J/ψ , ψ' , DY ;
- le facteur $R_{D\bar{D}/\text{DY}}$;
- la masse et la largeur du J/ψ ;
- la masse du ψ' .

La largeur du ψ' est déduite de celle du J/ψ à l'aide de la relation suivante :

$$\sigma_{\psi'} = \sigma_{J/\psi} \frac{\mathcal{M}_{\psi'}}{\mathcal{M}_{J/\psi}}$$

7.2 Le rapport $D\bar{D}/DY$

Le rapport $D\bar{D}/DY$ des nombres de dimuons des processus DY et $D\bar{D}$ dans l'intervalle de masse [1.6–2.5 GeV/c²] peut être évalué à partir de $R_{D\bar{D}/DY}$ de la façon suivante :

$$\frac{D\bar{D}}{DY} = R_{D\bar{D}/DY} \frac{\int_{1.6}^{2.5} \frac{dN^{D\bar{D}}}{dM} dM}{\int_{1.6}^{2.5} \frac{dN^{DY}}{dM} dM} \quad (7.2)$$

7.2.1 La correction des effets d'isospin

Ainsi que nous l'avons vu au chapitre 6, la section efficace du processus DRELL-YAN est différente pour les collisions proton-proton et proton-neutron. Un facteur de correction est donc indispensable lorsque l'on veut comparer les sections efficaces DRELL-YAN mesurées avec des systèmes caractérisés par un rapport proton sur neutron différent. Le facteur de correction des effets d'isospin, I_{DY} , permet de calculer la section efficace du processus DRELL-YAN comme si les noyaux cible et projectile étaient constitués uniquement de protons. La section efficace DRELL-YAN s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \sigma_{pA}^{DY} &= Z_A \sigma_{pp} + (A - Z_A) \sigma_{pn} \\ &= A I_{DY} \sigma_{pp} \end{aligned}$$

Le tableau 7.1 rassemble les facteurs de correction des effets d'isospin pour les différentes fonctions de distribution des partons utilisées et pour le domaine cinématique \mathcal{D}_{pA} . On peut voir que cette correction d'isospin entre les différents noyaux est faible, mais dépend du choix des fonctions de distribution et de l'impulsion transverse des partons. A partir du rapport $D\bar{D}/DY|_{pA}$ mesuré dans les collisions p-A, on peut après correction des effets d'isospin en déduire le rapport élémentaire $D\bar{D}/DY|_{pp}$ de la façon suivante :

$$\frac{D\bar{D}}{DY} \Big|_{pA} = \frac{A}{I_{DY} \times A} \frac{D\bar{D}}{DY} \Big|_{pp} = \frac{1}{I_{DY}} \frac{D\bar{D}}{DY} \Big|_{pp}$$

Système	I_{DY}			
	MRS A		GRV94 LO	MRS A + EKS
	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.9$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$
p-Al	0.992	1.018	1.024	0.998
p-Cu	0.991	1.019	1.025	1.021
p-Ag	0.991	1.020	1.026	0.996
p-W	0.990	1.021	1.028	1.015

Tableau 7.1 – Coefficients de correction des effets d'isospin I_{DY} du processus DY pour les différents systèmes et fonctions de distribution des partons utilisés.

7.2.2 L'ajustement des spectres de masse

Afin de déterminer les nombres de dimuons des processus DY et $D\bar{D}$ dans la région des masses intermédiaires, deux méthodes d'ajustement ont été utilisées. L'ajustement peut s'effectuer en considérant soit le spectre de masse dans son ensemble, soit partiellement en éliminant les deux résonances afin de réduire le nombre de paramètres libres. Les sept mesures indépendantes proton-noyau que nous avons à notre disposition pour cette analyse peuvent être ajustées soit indépendamment soit simultanément en imposant un rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ identique.

a. L'ajustement de la totalité du spectre de masse

Pour l'ajustement du spectre de masse dans sa totalité ($1.6 < M_{\mu\mu} < 8.0 \text{ GeV}/c^2$) les 7 paramètres sont laissés libres. La figure 7.1 montre le résultat de l'ajustement simultané de l'ensemble des données p-A. La contribution de chacun des processus y est également représentée. Les points situés sur les bords de la résonance J/ψ sont exclus de l'ajustement pour les raisons évoquées au chapitre 5, car ils correspondent à des défauts dus à la méthode de déconvolution. La figure 7.2 montre cet ajustement dans la région réduite des IMR. La valeur du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ obtenue avec les fonctions de distribution des partons MRS A, $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8 \text{ GeV}/c$ et $\sigma_{k_T}^{D\bar{D}} = 1.0 \text{ GeV}/c$ est :

$$\left. \frac{D\bar{D}}{DY} \right|_{pp}^a = 3.94 \pm 0.05 \quad (\chi^2/\text{ndf} = 2.0) \quad (7.3)$$

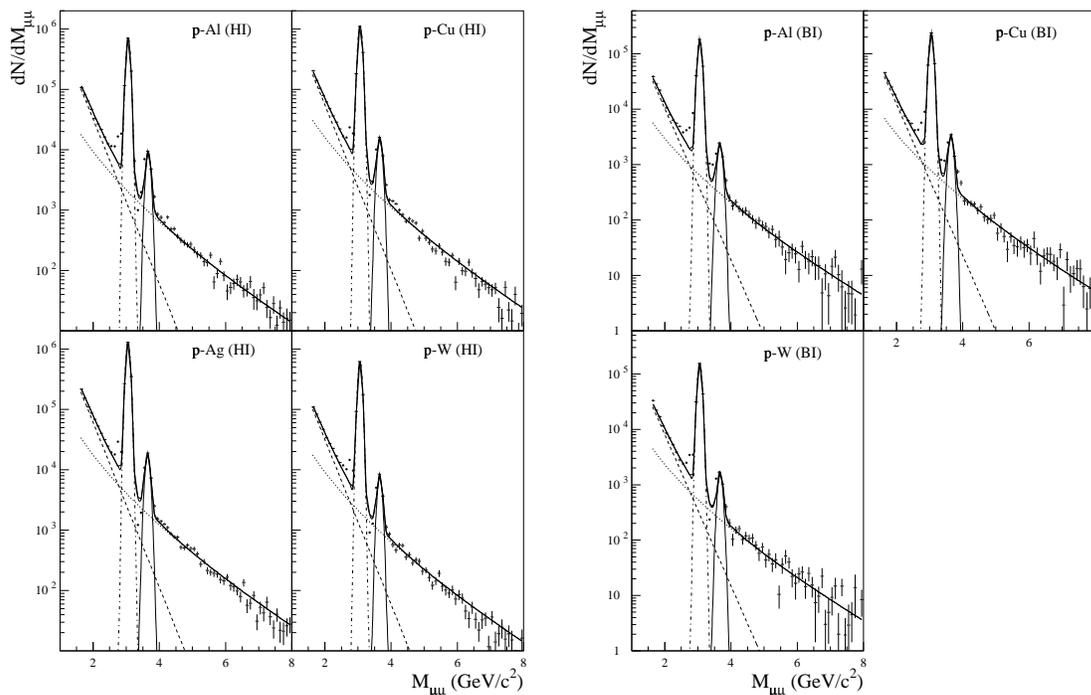


Figure 7.1 – Ajustement simultané des spectres en masse des dimuons pour les collisions p-A (haute et basse intensités). La courbe en pointillés correspond au processus DY et la droite en tirets représente la contribution des événements $D\bar{D}$.

Figure 7.2 – Résultat de l’ajustement simultané des spectres en masse des dimuons pour les collisions p–A (haute et basse intensités) dans la région des masses intermédiaires.

b. L’ajustement partiel du spectre de masse

L’ajustement des spectres de masse dans la région $1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5$ et $4.2 < M_{\mu\mu} < 8.0$ GeV/c² (spectre sans les résonances), permet de ramener le nombre de paramètres libres à deux, i.e., la normalisation du DY et le facteur $R_{D\bar{D}/DY}$. L’ajustement simultané des données p–A dans cette zone restreinte conduit avec les fonctions de distribution des partons MRS A à un rapport :

$$\left. \frac{D\bar{D}}{DY} \right|_{pp}^b = 4.04 \pm 0.06 \quad (\chi^2/\text{ndf} = 1.5) \quad (7.4)$$

Par rapport à la première méthode d’analyse, la qualité de l’ajustement est améliorée mais le rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ diffère seulement de $\sim 3\%$.

7.2.3 Le rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$

Les deux méthodes d’ajustement nous ont permis d’obtenir deux rapports $D\bar{D}/DY|_{pp}$ qui diffèrent uniquement de quelques pour cent. L’amélioration de la qualité de l’ajustement observée dans le cas où les résonances ne sont pas prises en compte ne modifie pas la qualité de l’ajustement dans la région des IMR. Ainsi, pour tenir compte de l’effet lié au choix du type d’analyse, nous calculons le rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ de référence comme étant la valeur moyenne pondérée des rapports correspondant aux deux techniques d’ajustement (rapport 7.3 et 7.4). L’erreur associée à cette valeur moyenne tient compte de l’écart entre les deux rapports et des erreurs statistiques de chacune des analyses.

Nous obtenons ainsi pour l’ajustement simultané et les fonctions de distribution des partons MRS A et $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$ GeV/c :

$$\left. \frac{D\bar{D}}{DY} \right|_{pp} = 3.98 \pm 0.11$$

Ces procédures d'analyse ont été répétées sur chaque lot individuel ou simultané des données expérimentales basse et haute intensités. Le tableau 7.2 et la figure 7.3 donnent les valeurs du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ obtenues avec les fonctions de distribution des partons MRS A et deux valeurs de $\sigma_{k_T}^{DY}$ (0.8 et 0.9 GeV/c), la valeur $\sigma_{k_T}^{D\bar{D}} = 1.0$ GeV/c étant considérée comme fixée par les résultats expérimentaux (chapitre 6). Par rapport à la valeur correspondant à l'ajustement simultané des sept spectres p-A, les rapports diffèrent de $\pm 12\%$. Le choix de la valeur de $\sigma_{k_T}^{DY}$ entraîne une variation du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ de l'ordre de 5% au maximum. Cette différence sera considérée, par la suite, comme intervenant dans l'erreur systématique due à la méthode d'analyse.

Système		$D\bar{D}/DY _{pp}$	
		$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.9$
p-Al	basse intensité	3.97 ± 0.15	3.90 ± 0.14
p-Cu	basse intensité	4.02 ± 0.28	4.00 ± 0.27
p-W	basse intensité	4.49 ± 0.16	4.43 ± 0.15
p-A	basse intensité	4.15 ± 0.14	4.10 ± 0.14
p-Al	haute intensité	3.50 ± 0.13	3.43 ± 0.12
p-Cu	haute intensité	3.97 ± 0.18	3.92 ± 0.18
p-Ag	haute intensité	3.85 ± 0.11	3.81 ± 0.10
p-W	haute intensité	4.43 ± 0.10	4.32 ± 0.10
p-A	haute intensité	3.93 ± 0.13	3.73 ± 0.12
p-A	ajustement simultané	3.98 ± 0.11	3.91 ± 0.12

Tableau 7.2 – Rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ obtenu par l'ajustement des données proton-noyau en utilisant les fonctions de distribution des partons MRS A et $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$ ou 0.9 GeV/c.

a. La dépendance de $D\bar{D}/DY|_{pp}$ avec les fonctions de distribution des partons

Cette même analyse est également effectuée en considérant d'une part les fonctions de distribution des partons GRV94 LO et d'autre part les fonctions de distribution MRS A corrigées des effets nucléaires (EKS, voir chapitre 1). Les figures 7.4 et 7.5 ainsi que les tableaux 7.3 et 7.4 montrent l'évolution du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ pour $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$ GeV/c. Les rapports obtenus avec les différentes fonctions de distribution des partons restent compatibles.

b. La dépendance de $D\bar{D}/DY|_{pp}$ avec la masse du quark charmé

La valeur de la masse du quark charmé modifie (voir chapitre 6) la forme du spectre de masse théorique des dimuons du processus $D\bar{D}$ et par conséquent, la valeur $D\bar{D}/DY|_{pp}$. La même analyse a donc été effectuée pour différentes masses du quark charmé ($m_c = 1.3, 1.5$ et 1.7 GeV/c²) autorisées par les calculs de QCD. Le tableau 7.5 montre l'évolution du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ avec la masse du quark charmé. On constate qu'une masse de quark m_c comprise entre 1.3 et 1.7 GeV/c² ne change pas la valeur de ce rapport à plus de 2%.

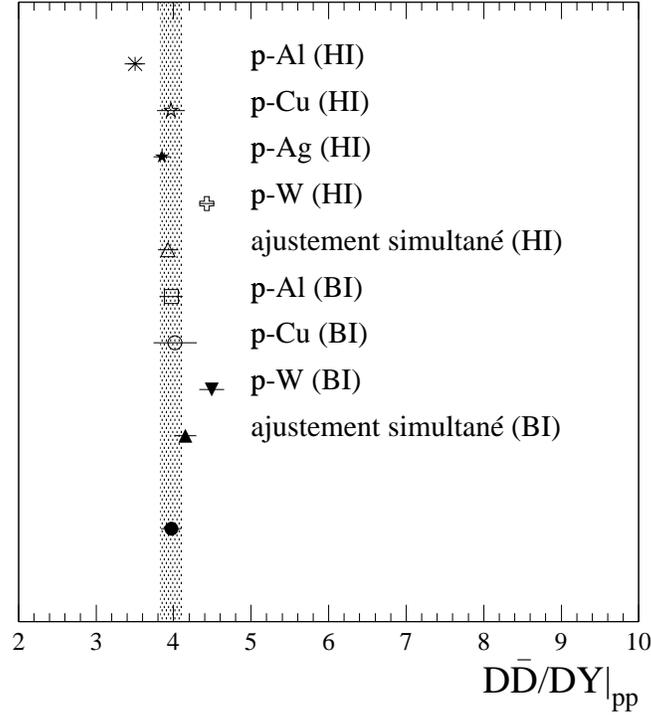


Figure 7.3 – Evolution du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ en fonction de la méthode d'ajustement (individuel ou simultané) pour les fonctions de distribution des partons MRS A et $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8 \text{ GeV}/c$.

Système		$D\bar{D}/DY _{pp}$
p-Al	basse intensité	3.90 ± 0.15
p-Cu	basse intensité	3.98 ± 0.28
p-W	basse intensité	4.39 ± 0.15
p-A	basse intensité	4.08 ± 0.15
p-Al	haute intensité	3.42 ± 0.12
p-Cu	haute intensité	3.95 ± 0.19
p-Ag	haute intensité	3.84 ± 0.11
p-W	haute intensité	4.35 ± 0.10
p-A	haute intensité	3.89 ± 0.14
p-A	ajustement simultané	3.92 ± 0.14

Tableau 7.3 – Rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ obtenu par l'ajustement des données proton-noyau pour les fonctions de distribution des partons GRV94 LO et $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8 \text{ GeV}/c$.

c. La dépendance de $D\bar{D}/DY|_{pp}$ avec le facteur R_{BdF}

Sur les données proton-noyau basse intensité, la dépendance de $D\bar{D}/DY|_{pp}$ avec le facteur R_{BdF} , intervenant dans la normalisation des événements du bruit de fond, est analysée pour les fonctions de distribution MRS A. L'étude est effectuée en considérant deux valeurs $R_{BdF} = 1.05$ et $R_{BdF} = 1.20$. Ces valeurs correspondent à une variation d'environ 10% sur la valeur calculée par Monte-Carlo, R_{BdF}^{MC} . Le tableau 7.6 illustre l'évolution de

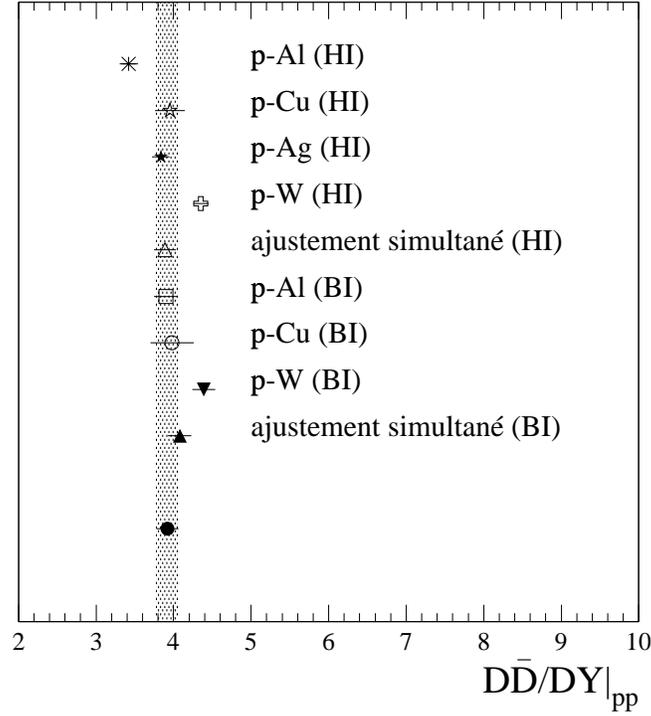


Figure 7.4 – Evolution du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ avec la méthode d'ajustement (individuel ou simultané) et les fonctions de distribution des partons GRV94 LO et $\sigma_{kT}^{DY} = 0.8 \text{ GeV}/c$.

Système		$D\bar{D}/DY _{pp}$
p-Al	basse intensité	3.98 ± 0.15
p-Cu	basse intensité	4.12 ± 0.28
p-W	basse intensité	4.58 ± 0.16
p-A	basse intensité	4.22 ± 0.14
p-Al	haute intensité	3.51 ± 0.11
p-Cu	haute intensité	3.96 ± 0.16
p-Ag	haute intensité	3.81 ± 0.10
p-W	haute intensité	4.31 ± 0.10
p-A	haute intensité	3.93 ± 0.12
p-A	ajustement simultané	3.98 ± 0.11

Tableau 7.4 – Rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ obtenu par l'ajustement des données proton-noyau en utilisant les fonctions de distribution des partons MRS A corrigées des effets nucléaires (EKS) et $\sigma_{kT}^{DY} = 0.8 \text{ GeV}/c$.

$D\bar{D}/DY|_{pp}$ en fonction du facteur R_{BdF} .

On constate que le rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ croît lorsque le facteur R_{BdF} diminue. Cette évolution s'explique de la façon suivante : la distribution en masse des événements bruit de fond étant limitée aux basses masses ($M_{\mu\mu} < 4 \text{ GeV}/c^2$), le nombre de dimuons provenant de DY (basé sur la région des masses $M_{\mu\mu} > 4.2 \text{ GeV}/c^2$) ne dépend pas de la valeur de R_{BdF} . Par contre, le fait de soustraire plus (moins) d'événements bruit de fond aura pour

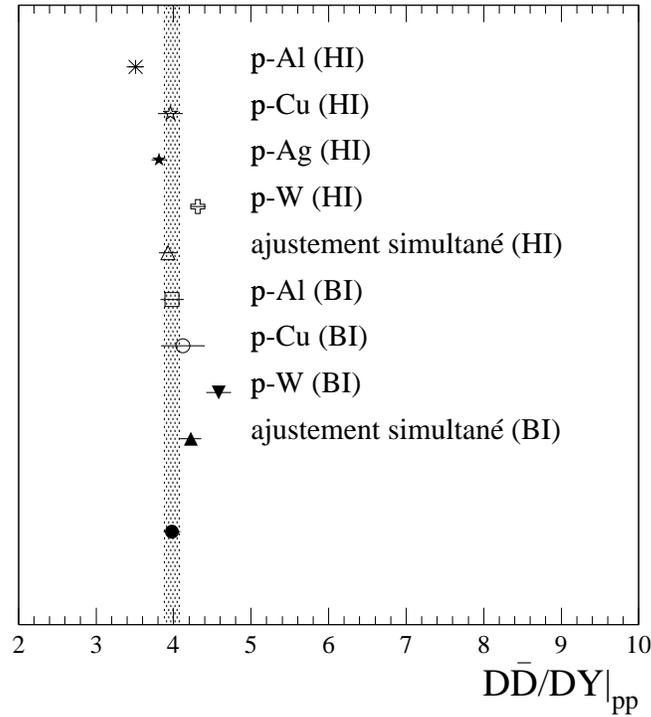


Figure 7.5 – Evolution du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ avec la méthode d'ajustement (individuel ou simultané) pour les fonctions de distribution des partons MRS A corrigées des effets nucléaires (EKS) et $\sigma_{kT}^{DY} = 0.8 \text{ GeV}/c$.

Système		$D\bar{D}/DY _{pp}$		
		$m_c = 1.3$	$m_c = 1.5$	$m_c = 1.7$
p-Al	basse intensité	3.95 ± 0.12	3.97 ± 0.15	4.06 ± 0.13
p-Cu	basse intensité	3.99 ± 0.20	4.02 ± 0.28	4.09 ± 0.24
p-W	basse intensité	4.48 ± 0.15	4.49 ± 0.16	4.58 ± 0.16
p-A	basse intensité	4.12 ± 0.12	4.15 ± 0.14	4.33 ± 0.14
p-Al	haute intensité	3.49 ± 0.14	3.50 ± 0.13	3.51 ± 0.12
p-Cu	haute intensité	3.96 ± 0.19	3.97 ± 0.18	3.97 ± 0.16
p-Ag	haute intensité	3.84 ± 0.12	3.85 ± 0.11	3.87 ± 0.10
p-W	haute intensité	4.43 ± 0.10	4.43 ± 0.10	4.47 ± 0.10
p-A	haute intensité	3.93 ± 0.13	3.93 ± 0.13	3.95 ± 0.11
p-A	ajustement simultané	3.95 ± 0.13	3.98 ± 0.11	3.99 ± 0.11

Tableau 7.5 – Evolution du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ obtenu par l'ajustement des données proton-noyau en utilisant les fonctions de distribution des partons MRS A et différentes masses du quark charmé (en GeV/c^2).

conséquence une diminution (augmentation) du nombre de dimuons des IMR et donc des événements $D\bar{D}$. L'erreur systématique sur le rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ liée au choix de R_{BdF} est d'environ ± 0.2 .

Système	$D\bar{D}/DY _{pp}$		
	$R_{BdF} = 1.05$	$R_{BdF} = R_{BdF}^{MC}$	$R_{BdF} = 1.20$
p-Al	4.10 ± 0.16	3.97 ± 0.15	3.80 ± 0.13
p-Cu	4.22 ± 0.30	4.02 ± 0.28	3.68 ± 0.28
p-W	4.84 ± 0.17	4.49 ± 0.16	4.46 ± 0.16
p-A	4.36 ± 0.16	4.15 ± 0.14	3.94 ± 0.14

Tableau 7.6 – Evolution du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ obtenu par l’ajustement des données proton–noyau (basse intensité) en utilisant les fonctions de distribution des partons MRS A en fonction du facteur de bruit de fond, R_{BdF} .

d. La dépendance de $D\bar{D}/DY|_{pp}$ avec la coupure $P \times dtarg$

Il est possible d’estimer également l’effet dû au choix de la valeur de la coupure $P \times DTARG$ (voir chapitre 4). Le tableau 7.7 montre les valeurs des différents rapports $D\bar{D}/DY|_{pp}$ pour une coupure à 1% (valeur standard) et à 5% pour les fonctions de distribution des partons MRS A et $\sigma_{kT}^{DY} = 0.8 \text{ GeV}/c$.

Système		$D\bar{D}/DY _{pp}$	
		$P \times DTARG > 1\%$	$P \times DTARG > 5\%$
p-Al	basse intensité	3.97 ± 0.15	3.86 ± 0.15
p-Cu	basse intensité	4.02 ± 0.28	4.00 ± 0.29
p-W	basse intensité	4.49 ± 0.16	4.25 ± 0.15
p-A	basse intensité	4.15 ± 0.14	4.04 ± 0.14

Tableau 7.7 – Evolution du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ obtenu par l’ajustement des données proton–noyau basse intensité en utilisant les fonctions de distribution des partons MRS A en fonction de la coupure sur la variable $P \times DTARG$.

La variation de 3% observée sur le rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ en fonction du choix de la coupure $P \times DTARG$ sera prise en compte dans l’évaluation de l’erreur systématique de $D\bar{D}/DY|_{pp}$.

e. La valeur finale du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$

L’erreur systématique obtenue en tenant compte des différentes sources présentées ci-dessus (ajoutées quadratiquement) est de 0.27. Pour les fonctions de distribution des partons MRS A, la valeur finale du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ est donc :

$$D\bar{D}/DY|_{pp} = 3.98 \pm 0.11 \text{ (stat.)} \pm 0.27 \text{ (syst.)}$$

f. La comparaison avec la méthode unidimensionnelle

Le rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ résultant de l’analyse précédemment effectuée par NA50 dans cette région de masse à l’aide d’une méthode de déconvolution unidimensionnelle est de 4.2 ± 0.9 [Abreu 00b]. Ce rapport est obtenu dans le domaine cinématique suivant : $1.5 < M_{\mu\mu} < 8.0 \text{ GeV}/c^2$, $-0.52 < Y_{cm} < 0.48$ et $|\cos(\theta_{cs})| < 0.5$. La valeur de $D\bar{D}/DY|_{pp}$,

déduite de l'analyse présentée dans cette thèse, ramenée dans cet espace de phase à l'aide de PYTHIA, est de 4.3 ± 0.4 . Ces deux résultats sont donc parfaitement compatibles.

7.3 Les spectres en impulsion transverse

Les distributions en masse des dimuons des IMR sont correctement reproduites par la superposition des paramétrisations analytiques du DY et $D\bar{D}$ obtenues avec PYTHIA. La même étude peut être effectuée en fonction de l'impulsion transverse de la paire de muons. Les fonctions analytiques sont déterminées comme indiqué au chapitre 6 avec $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8 \text{ GeV}/c$ et $\sigma_{k_T}^{D\bar{D}} = 1.0 \text{ GeV}/c$. Les nombres d'événements provenant du $D\bar{D}$ et DY sont, quant à eux, déduits des ajustements des spectres en masse. La figure 7.6 illustre la comparaison entre les distributions expérimentales en impulsion transverse des dimuons des IMR pour les collisions p-A (basse intensité) avec la superposition des courbes théoriques des processus DY et $D\bar{D}$ en considérant les fonctions de distribution des partons MRS A.

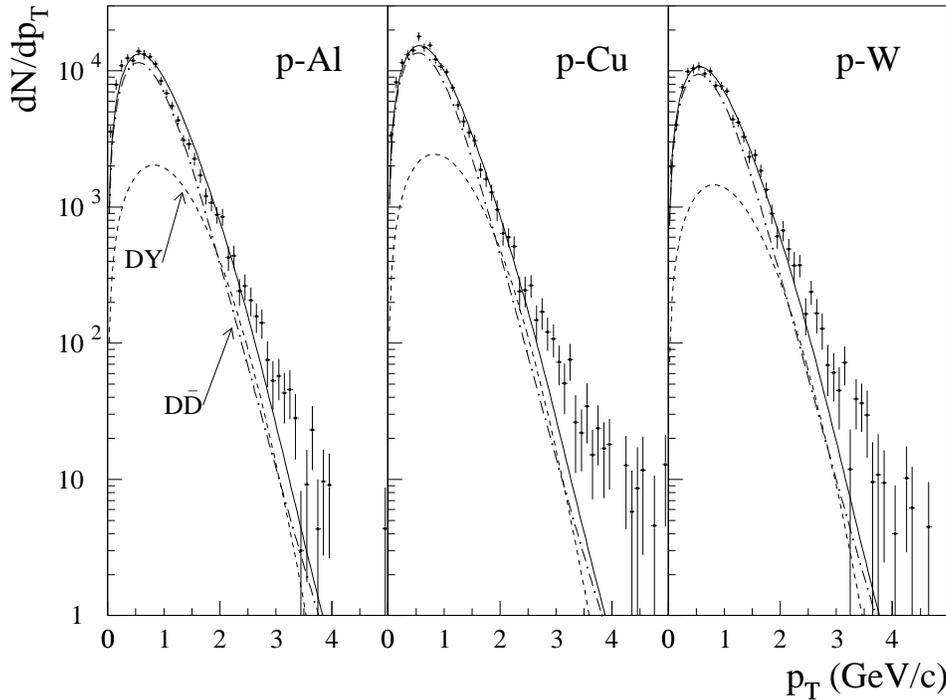


Figure 7.6 – Comparaison des distributions expérimentales en impulsion transverse des dimuons de la région des masses intermédiaires pour les collisions p-A basse intensité avec la superposition des courbes théoriques des processus DY et $D\bar{D}$.

On constate que la somme des distributions théoriques ne reproduit que médiocrement les points expérimentaux. Les grandes valeurs de p_T ($p_T > 3.0 \text{ GeV}/c$) sont, par exemple, systématiquement sous-estimées. Toutefois, dans la comparaison montrée figure 7.6, certains effets physiques, tels que l'effet Cronin (diffusion des partons dans la voie d'entrée) [Cronin 75, Antreasyan 79] et les corrections apportées par les calculs des ordres supérieurs de QCD (NLO) ne sont pas pris en compte.

Le principe de l'effet Cronin est le suivant : dans le cas du processus DY, avant de s'annihiler pour donner naissance à une paire $\mu^+\mu^-$, le quark de la cible et l'antiquark

du projectile subissent un certain nombre de diffusions sur les nucléons de la cible et du projectile respectivement. Lors de chaque collision, le quark (ou antiquark) acquiert une impulsion transverse carrée moyenne notée $\langle p_T^2 \rangle_{qN}$. Le nombre total de diffusions subi par le quark (ou l'antiquark) est :

$$L \rho_0 \sigma_{qN}$$

où L est l'épaisseur moyenne de matière nucléaire traversée par le quark avant qu'il interagisse (voir annexe A), ρ_0 représente la densité moyenne de nucléons et σ_{qN} désigne la section efficace de diffusion quark–nucléon. Par rapport à la valeur $\langle p_T^2 \rangle_{pp}$ qu'aurait la paire $\mu^+\mu^-$ en l'absence de toute diffusion, son impulsion finale après diffusion des quarks dans la matière nucléaire s'écrit :

$$\langle p_T^2 \rangle_{pA}^{DY} = \langle p_T^2 \rangle_{pp} + L \rho_0 \sigma_{qN} \langle p_T^2 \rangle_{qN} \quad (7.5)$$

Pour le processus $D\bar{D}$, le même raisonnement peut s'appliquer sur les gluons avant qu'ils fusionnent en une paire $c\bar{c}$. On écrira donc :

$$\langle p_T^2 \rangle_{pA}^{D\bar{D}} = \langle p_T^2 \rangle_{pp} + L \rho_0 \sigma_{gN} \langle p_T^2 \rangle_{gN} \quad (7.6)$$

Afin de prendre en compte cet effet de diffusion des partons dans la voie d'entrée et les corrections NLO, les distributions en impulsions transverses sont ajustées en laissant libre le paramètre p_{T_0} dans les formes analytiques¹ déduites des distributions calculées par PYTHIA. Les normalisations du DY et $D\bar{D}$ sont, quant à elles, toujours fixées par l'ajustement des spectres en masse. La figure 7.7 montre le résultat de cette analyse pour les collisions p–A basse intensité et les fonctions de distribution des partons MRS A.

A partir des valeurs de p_{T_0} obtenues par ces ajustements, il est possible de déterminer les valeurs $\langle p_T^2 \rangle_{DY}$ et $\langle p_T^2 \rangle_{D\bar{D}}$. Des distributions analytiques f_{DY} et $f_{D\bar{D}}$, on obtient en effet :

$$\langle p_T^2 \rangle^{DY} = p_{T_0}^2 \frac{\Gamma(4/\beta)}{\Gamma(2/\beta)} \quad \text{et} \quad \langle p_T^2 \rangle^{D\bar{D}} = \frac{p_{T_0}^2}{b-2}$$

La figure 7.8 montre l'évolution de $\langle p_T^2 \rangle$ avec l'épaisseur de matière nucléaire traversée, L , pour les deux processus physiques DY et $D\bar{D}$.

L'ajustement des différentes valeurs de $\langle p_T^2 \rangle$ par les fonctions linéaires 7.5 et 7.6 conduit à :

$$\begin{aligned} \langle p_T^2 \rangle_{pp}^{DY} &= 1.54 \pm 0.15 \text{ (GeV/c)}^2 \\ \rho_0 \sigma_{qN} \langle p_T^2 \rangle_{qN} &= 0.084 \pm 0.045 \text{ (GeV/c)}^2 \text{ fm}^{-1} \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} \langle p_T^2 \rangle_{pp}^{D\bar{D}} &= 0.45 \pm 0.04 \text{ (GeV/c)}^2 \\ \rho_0 \sigma_{gN} \langle p_T^2 \rangle_{gN} &= 0.059 \pm 0.013 \text{ (GeV/c)}^2 \text{ fm}^{-1} \end{aligned}$$

¹Rappel :

$$f_{DY}(p_T) \propto p_T \exp \left[- \left(\frac{p_T}{p_{T_0}} \right)^\beta \right] \quad \text{et} \quad f_{D\bar{D}}(p_T) \propto \frac{p_T}{\left[1 + \left(\frac{p_T}{p_{T_0}} \right)^2 \right]^\beta}$$

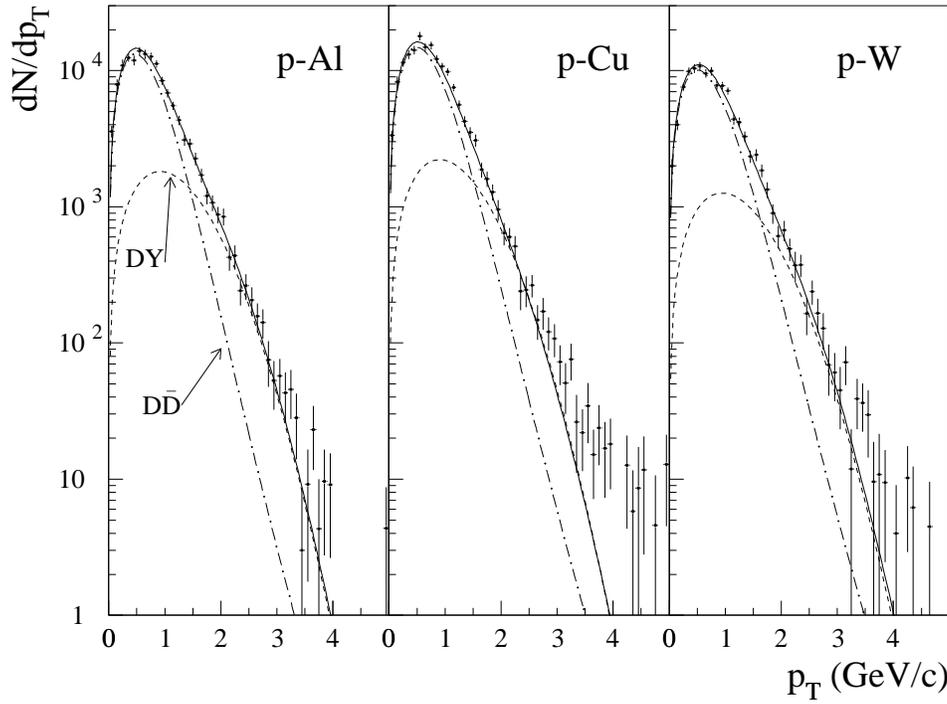


Figure 7.7 – Comparaison des distributions expérimentales en impulsion transverse des dimuons de la région des masses intermédiaires pour les collisions p–A basse intensité avec la superposition des distributions calculées des processus DY et $\text{D}\bar{\text{D}}$.

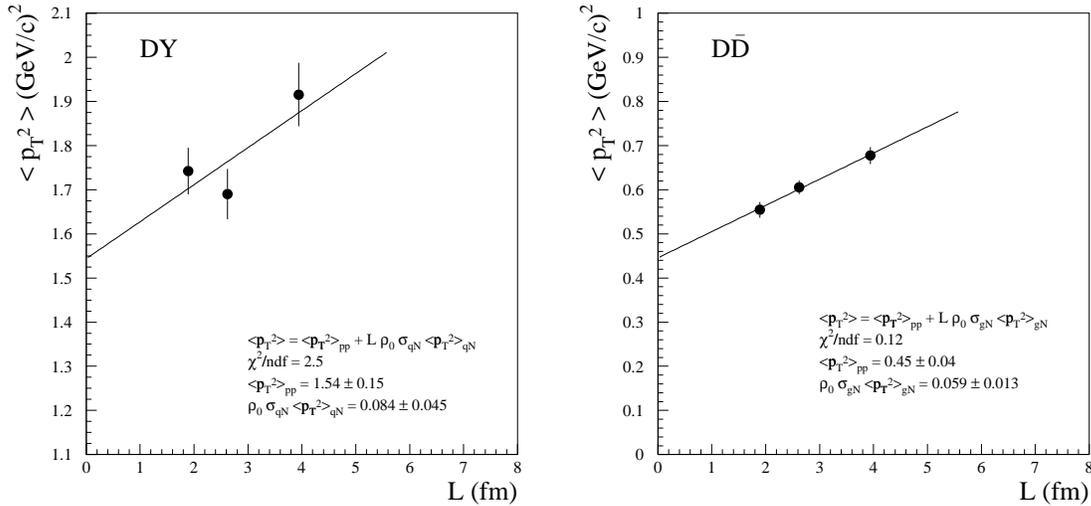


Figure 7.8 – Dépendance des valeurs de $\langle p_T^2 \rangle$ avec l'épaisseur de matière nucléaire L des dimuons de la région des masses intermédiaires des processus DY et $\text{D}\bar{\text{D}}$.

Par comparaison, l'étude menée sur le processus DY avec $M_{\mu\mu} > 4.2 \text{ GeV}/c^2$ [Drapier 98] pour les collisions p–A à 450 GeV/c montrait que :

$$\begin{aligned} \langle p_T^2 \rangle_{pp}^{\text{DY}} &= 1.75 \pm 0.08 \text{ (GeV}/c)^2 \\ \rho_0 \sigma_{qN} \langle p_T^2 \rangle_{qN} &= 0.061 \pm 0.033 \text{ (GeV}/c)^2 \text{ fm}^{-1} \end{aligned}$$

En ce qui concerne la pente, les résultats que nous obtenons sont donc compatibles avec cette étude. De plus, le fait que $\langle p_{\text{T}}^2 \rangle_{\text{pp}}^{\text{DY}}$ augmente avec la masse de la paire de muons [Anderson 79], peut expliquer l'écart observé sur les valeurs de $\langle p_{\text{T}}^2 \rangle_{\text{pp}}^{\text{DY}}$.

7.4 Les spectres en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$

Sur la figure 7.9, les distributions en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$ des dimuons des IMR pour les collisions p-W basse intensité sont comparées avec la somme des paramétrisations analytiques des distributions données par PYTHIA et normalisées suivant l'ajustement du spectre en masse.

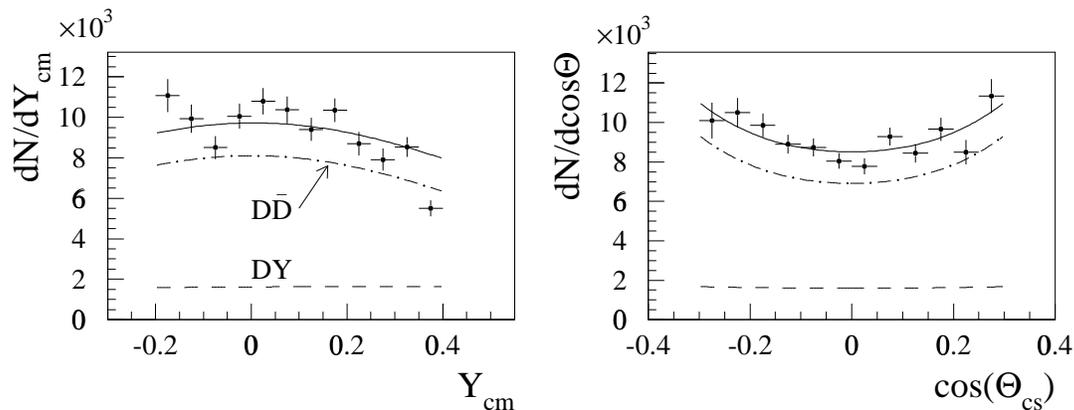


Figure 7.9 – Comparaison des distributions expérimentales en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$ des dimuons de la région des masses intermédiaires pour les collisions p-W basse intensité avec la superposition des courbes théoriques des processus DY et $\text{D}\bar{\text{D}}$.

Les courbes générées représentent raisonnablement les données p-W dans la zone cinématique limitée d'analyse.

En conclusion, l'analyse des différentes distributions cinématiques expérimentales montre que les dimuons de la région des masses intermédiaires sont bien représentés par une superposition des processus DY et $\text{D}\bar{\text{D}}$ dont les formes sont établies par le générateur PYTHIA.

7.5 La section efficace de production de charme

A partir du rapport $\text{D}\bar{\text{D}}/\text{DY}|_{\text{pp}}$ obtenu précédemment, nous pouvons calculer la section efficace de production de charme, σ_{cc} , à 450 GeV/c si l'on connaît la section efficace DY. Or, la section efficace du processus DY dans les collisions p-p à 450 GeV/c (25.3 ± 1.9 pb) a été mesurée par l'expérience NA51 dans le domaine cinématique suivant : $M_{\mu\mu} > 4.3$ GeV/c², $-0.4 < Y_{\text{cm}} < 0.6$ et $-0.5 < \cos(\theta_{\text{cs}}) < 0.5$ [Abreu 98]. A partir de cette valeur et à l'aide du générateur PYTHIA, il est possible de calculer la section efficace du processus DY, $\sigma_{\text{DY}}^{\mathcal{D}_{pA}}$, dans les collisions p-p dans l'espace de phase d'analyse, \mathcal{D}_{pA} , des collisions p-A. Un facteur $\mathcal{F}_{\text{espace de phase}}$, déterminé avec PYTHIA, permet de se ramener à l'espace de phase total. La détection du processus $\text{D}\bar{\text{D}}$ se faisant par l'intermédiaire de dimuons dans l'expérience NA50, nous devons également tenir compte du facteur de branchement moyen des paires $c\bar{c}$ en muons. La valeur calculée à partir des facteurs de branchement

des mésons D en muon et des différentes paires $D\bar{D}$ données par PYTHIA est $B_{c\bar{c} \rightarrow \mu\mu X} = 0.0080 \pm 0.0006$. La section efficace de production de charme $\sigma_{c\bar{c}}$ s'écrit alors :

$$\sigma_{c\bar{c}} = \sigma_{DY}^{\mathcal{D}_{pA}} \times \left. \frac{D\bar{D}}{DY} \right|_{pp} \times \mathcal{F}_{\text{espace de phase}} \times \frac{1}{B_{c\bar{c} \rightarrow \mu\mu X}} \quad (7.7)$$

Le tableau ci-dessous récapitule les valeurs de section efficace de production de charme déterminées dans cette analyse pour différentes conditions de fonctions de distribution des partons et de valeurs de $\sigma_{k_T}^{DY}$ (en GeV/c) :

	MRS A		GRV94 LO	MRS A+EKS
	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.9$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$
$D\bar{D}/DY _{pp}$	3.98 ± 0.11	3.91 ± 0.12	3.92 ± 0.14	3.98 ± 0.11
$\sigma_{c\bar{c}} (\mu\text{b})$	33.6 ± 5.8	31.8 ± 5.8	38.3 ± 6.0	33.6 ± 5.8

La valeur de la section efficace, $\sigma_{c\bar{c}}$, obtenue avec les fonctions de distribution des partons MRS A ($\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$ GeV/c) est comparée avec les mesures expérimentales directes de production de charme [Aguilar 84, Aguilar 86, Aguilar 88, Alves 96, Ammar 88, Barlag 88, Kodama 91, Kodama 92, Leitch 94] sur la figure 7.10. On voit que la valeur $\sigma_{c\bar{c}}$ extraite du rapport $D\bar{D}/DY|_{pp}$ est en très bon accord avec les mesures directes de ces expériences.

Ce résultat confirme donc la conclusion du paragraphe précédent à savoir que la production de dimuons de la région des masses intermédiaires dans les réactions p–A peut être décrite par la superposition des mécanismes de DRELL–YAN et $D\bar{D}$. En ce sens, les données obtenues en p–A et leur interprétation peuvent servir de référence à une étude similaire faite avec les ions lourds, ce qui est le sujet du prochain chapitre.

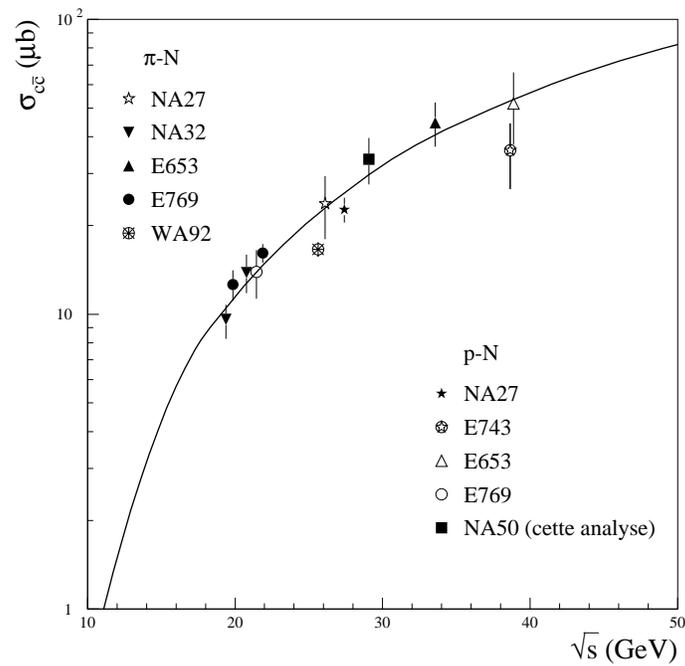


Figure 7.10 – Section efficace de production des paires $c\bar{c}$, $\sigma_{c\bar{c}}$, mesurée dans les collisions π -N et p-N après correction par le facteur de branchement des mésons charmés en muons [Braun-Munzinger 98] comparée à la valeur déterminée dans cette analyse. La ligne continue représente l'évolution de $\sigma_{c\bar{c}}$ avec l'énergie de la collision dans le centre de masse obtenue avec PYTHIA, multipliée par un facteur $K_{D\bar{D}} = 4.5$.

Chapitre 8

Les collisions noyau–noyau : l’excès

Sommaire

8.1	Introduction	94
8.2	Les rapports $D\bar{D}/DY$ attendus	94
8.3	Les spectres de masse attendus	96
8.4	Les spectres en impulsion transverse attendus	97
8.5	L’excès	98
8.5.1	Le rapport D/S	98
8.5.2	La dépendance cinématique de l’excès	100
8.6	L’évolution de l’excès avec N_{part}	104
8.7	L’excès peut-il être du bruit de fond ?	106

Les résultats obtenus des collisions proton–noyau montrent que la production des dimuons de la région des masses intermédiaires est bien reproduite par la superposition des processus DY et $D\bar{D}$. Ces deux mécanismes évoluant linéairement avec le nombre de masse des noyaux cible et projectile, il est possible de déduire des résultats proton–noyau, les distributions attendues des différentes variables cinématiques pour les collisions noyau–noyau. Dans ce chapitre, nous présentons l’analyse des données noyau–noyau (S–U à 200 GeV/c/nucléon et Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon) dans la région des masses intermédiaires ($\mathcal{D}_{AB} : 1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5$ GeV/c², $0.2 < Y_{\text{cm}} < 0.8$ et $|\cos(\theta_{\text{cs}})| < 0.3$). Cette analyse est effectuée en fonction de la centralité des collisions qui est estimée par l’énergie transverse E_T .

8.1 Introduction

Une analyse similaire à celle présentée au chapitre 7 sur les réactions p–A est faite sur les données noyau–noyau. Après soustraction des dimuons bruit de fond et déconvolution, le spectre de masse est représenté dans le domaine $1.6 < M_{\mu\mu} < 8.0$ GeV/c² par la superposition des résonances J/ψ et ψ' et des processus DY et $D\bar{D}$. La contribution due au DY est déterminée dans un premier temps par l’ajustement des spectres de masse au-delà de $M_{\mu\mu} > 4.2$ GeV/c² où seuls les événements DY sont présents. Un deuxième ajustement sur la totalité du spectre permet de déterminer les normalisations et les paramètres (moyenne et largeur) des gaussiennes représentant les résonances J/ψ et ψ' . Le processus $D\bar{D}$ est normalisé, quant à lui, par le DY et par le rapport $D\bar{D}/\text{DY}|^{\text{attendu}}$, correspondant à l’extrapolation du rapport $D\bar{D}/\text{DY}|_{\text{pp}}$ déduit des collisions p–A.

8.2 Les rapports $D\bar{D}/\text{DY}$ attendus

A partir du rapport $D\bar{D}/\text{DY}|_{\text{pp}}$ obtenu par l’analyse des collisions p–A, il est possible d’estimer ce même rapport, $D\bar{D}/\text{DY}|^{\text{attendu}}$, pour les interactions A–B.

Les collisions proton–noyau et noyau–noyau étant faites à des énergies différentes et les dimuons issus de ces interactions n’étant pas détectés dans la même région cinématique, il est nécessaire de calculer, tout d’abord, le rapport $D\bar{D}/\text{DY}|_{\text{pp}}$ attendu dans l’espace de phase \mathcal{D}_{AB} et à l’énergie i ($i = 200$ ou 158 GeV/c) pour les interactions proton–nucléon. L’équation 8.1 illustre la méthode de calcul de ce rapport à partir du rapport obtenu au chapitre 7.

$$\left. \frac{D\bar{D}}{\text{DY}} \right|_{\text{pp}, i}^{\mathcal{D}_{AB}} = \left. \frac{D\bar{D}}{\text{DY}} \right|_{\text{pp}, 450}^{\mathcal{D}_{pA}} \times \mathcal{F}_{\text{espace de phase}}^{450} \times \mathcal{F}_{\text{énergie}}^{\mathcal{D}_{AB}}(450 \rightarrow i) \quad (8.1)$$

Le facteur $\mathcal{F}_{\text{espace de phase}}$ est calculé grâce à PYTHIA et permet de passer de l’espace de phase d’analyse des collisions p–A (\mathcal{D}_{pA}) au domaine cinématique \mathcal{D}_{AB} des collisions A–B. L’ensemble des valeurs de $\mathcal{F}_{\text{espace de phase}}$ pour les différents choix de fonctions de distribution des partons et $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}}$ est donné dans le tableau 8.1. Le passage de 450 GeV/c à l’énergie i (200 ou 158 GeV/c) s’effectue dans l’espace de phase \mathcal{D}_{AB} en multipliant par le facteur $\mathcal{F}_{\text{énergie}}$, calculé également avec PYTHIA. Le tableau 8.2 donne l’ensemble des valeurs de $\mathcal{F}_{\text{énergie}}$ pour les différents choix des fonctions de distribution des partons et de $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}}$.

	MRS A		GRV94 LO	MRS A + EKS
	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.9$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$
$\mathcal{F}_{\text{espace de phase}}^{450}$	0.769	0.786	0.822	0.769

Tableau 8.1 – Facteur $\mathcal{F}_{\text{espace de phase}}$ obtenu avec PYTHIA pour les différents paramètres utilisés. $\sigma_{k_T}^{\text{DY}}$ est exprimé en GeV/c.

Energie (GeV/c)	MRS A		GRV94 LO	MRS A + EKS
	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.9$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$
200	0.400	0.401	0.407	0.400
158	0.300	0.311	0.305	0.300

Tableau 8.2 – Facteur $\mathcal{F}_{\text{énergie}}$ obtenu avec PYTHIA pour les différents paramètres utilisés. $\sigma_{k_T}^{\text{DY}}$ est exprimé en GeV/c.

Le tableau 8.3 rassemble l’ensemble des valeurs du rapport $\text{D}\bar{\text{D}}/\text{DY}|_{\text{pp}}^{\text{attendu}}$ pour les différents paramètres et fonctions de distribution des partons utilisés, obtenu comme indiqué équation 8.1 et à partir des rapports $\text{D}\bar{\text{D}}/\text{DY}|_{\text{pp}}$ du chapitre 7.

Energie (GeV/c)	MRS A		GRV94 LO	MRS A + EKS
	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.9$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$
200	1.22 ± 0.04	1.23 ± 0.04	1.31 ± 0.05	1.22 ± 0.04
158	0.92 ± 0.03	0.96 ± 0.03	0.98 ± 0.04	0.92 ± 0.03

Tableau 8.3 – Rapport $\text{D}\bar{\text{D}}/\text{DY}|_{\text{pp}}^{\text{attendu}}$ attendu aux énergies des collisions S–U et Pb–Pb déduit du résultat des interactions p–A. $\sigma_{k_T}^{\text{DY}}$ est exprimé en GeV/c.

En tenant compte des effets d’isospin, il est possible d’exprimer la section efficace du processus DY des collisions noyau–noyau, $\sigma_{\text{AB}}^{\text{DY}}$, en fonction de celle des collisions proton–proton. On peut écrire :

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{AB}}^{\text{DY}} &= Z_A Z_B \sigma_{pp} + Z_A (B - Z_B) \sigma_{pn} + (A - Z_A) Z_B \sigma_{np} + (A - Z_A) (B - Z_B) \sigma_{nn} \\ &= A \times B I_{\text{DY}} \sigma_{pp}\end{aligned}$$

Le tableau 8.4 donne les valeurs du coefficient de correction des effets d’isospin I_{DY} pour le domaine cinématique \mathcal{D}_{AB} et pour les différentes fonctions de distribution des partons utilisées.

Ensuite, à partir du rapport $\text{D}\bar{\text{D}}/\text{DY}|_{\text{pp}}^{\text{attendu}}$ estimé par extrapolation du résultat des collisions p–A, on peut après correction des effets d’isospin en déduire le rapport $\text{D}\bar{\text{D}}/\text{DY}|_{\text{AB}}^{\text{attendu}}$ de la façon suivante :

$$\left. \frac{\text{D}\bar{\text{D}}}{\text{DY}} \right|_{\text{AB}}^{\text{attendu}} = \frac{A \times B}{I_{\text{DY}} \times A \times B} \left. \frac{\text{D}\bar{\text{D}}}{\text{DY}} \right|_{\text{pp}}^{\text{attendu}} = \frac{1}{I_{\text{DY}}} \left. \frac{\text{D}\bar{\text{D}}}{\text{DY}} \right|_{\text{pp}}^{\text{attendu}} \quad (8.2)$$

On obtient ainsi le rapport attendu entre le nombre de dimuons provenant des processus $\text{D}\bar{\text{D}}$ et DY dans la région des masses intermédiaires. Le tableau 8.5 rassemble les

Système	I_{DY}			
	MRS A		GRV94 LO	MRS A + EKS
	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.9$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$
S-U	1.005	1.005	1.001	0.996
Pb-Pb	0.980	0.971	0.963	0.960

Tableau 8.4 – Evolution du coefficient de correction des effets d’isospin I_{DY} pour le processus DY pour les systèmes S-U et Pb-Pb avec les fonctions de distribution des partons utilisées. $\sigma_{k_T}^{DY}$ est exprimé en GeV/c.

valeurs du rapport $D\bar{D}/DY|_{AB}^{\text{attendu}}$ pour différents choix de fonctions de distribution des partons et de $\sigma_{k_T}^{DY}$.

Système	$D\bar{D}/DY _{AB}^{\text{attendu}}$			
	MRS A		GRV94 LO	MRS A + EKS
	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.9$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$
S-U	1.216 ± 0.034	1.226 ± 0.038	1.310 ± 0.047	1.227 ± 0.085
Pb-Pb	0.937 ± 0.027	0.985 ± 0.031	1.021 ± 0.040	0.957 ± 0.026

Tableau 8.5 – Rapport $D\bar{D}/DY|_{AB}^{\text{attendu}}$ attendu pour les systèmes S-U et Pb-Pb déduit du résultat des collisions p-A. $\sigma_{k_T}^{DY}$ est exprimé en GeV/c.

Ainsi à partir du taux de production du processus DY dans la région $1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$, estimé à partir de celui observé pour les masses $M_{\mu\mu} > 4.2 \text{ GeV}/c^2$, et de ce rapport $D\bar{D}/DY|_{AB}^{\text{attendu}}$, il est possible d’obtenir les composantes $D\bar{D}$ et DY attendues dans la région des masses intermédiaires pour les collisions S-U et Pb-Pb.

8.3 Les spectres de masse attendus

La détermination des spectres de masse attendus se fait en deux étapes. La première, consiste à ajuster les données au-delà de $M_{\mu\mu} > 4.2 \text{ GeV}/c^2$ où seul le processus DY contribue à la production de dimuons. Cet ajustement se fait avec les paramétrisations analytiques obtenues au chapitre 6 à partir des distributions calculées par PYTHIA. Pour la deuxième étape, le spectre de masse est représenté dans le domaine $1.6 < M_{\mu\mu} < 8.0 \text{ GeV}/c^2$ par la superposition des résonances J/ψ et ψ' et des processus DY et $D\bar{D}$:

$$\frac{dN}{dM} = n^{J/\psi} \frac{dN^{J/\psi}}{dM} + n^{\psi'} \frac{dN^{\psi'}}{dM} + n_f^{DY} \left[\frac{dN^{DY}}{dM} + R_{D\bar{D}/DY} \frac{dN^{D\bar{D}}}{dM} \right]$$

où $n^{J/\psi}$ et $n^{\psi'}$ sont les facteurs de normalisation libres des gaussiennes représentant les résonances J/ψ et ψ' . Le coefficient n_f^{DY} est la normalisation de la fonction analytique du processus DY obtenue à partir du premier ajustement. $R_{D\bar{D}/DY}$ représente le rapport $D\bar{D}/DY|_{AB}^{\text{attendu}}$ extrapolé du résultat p-A.

Pour cet ajustement, les 5 paramètres libres sont :

- les facteurs de normalisation du J/ψ , ψ' ;
- la masse et la largeur du J/ψ ;
- la masse du ψ' .

La figure 8.1 montre le résultat de la comparaison entre les spectres de masse expérimentaux des dimuons des collisions S–U et la somme des sources attendues (avec MRS A et $\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8 \text{ GeV}/c$) pour les 5 zones de centralité. La figure 8.2 montre cette même comparaison pour les 7 tranches en E_T correspondant aux collisions Pb–Pb.

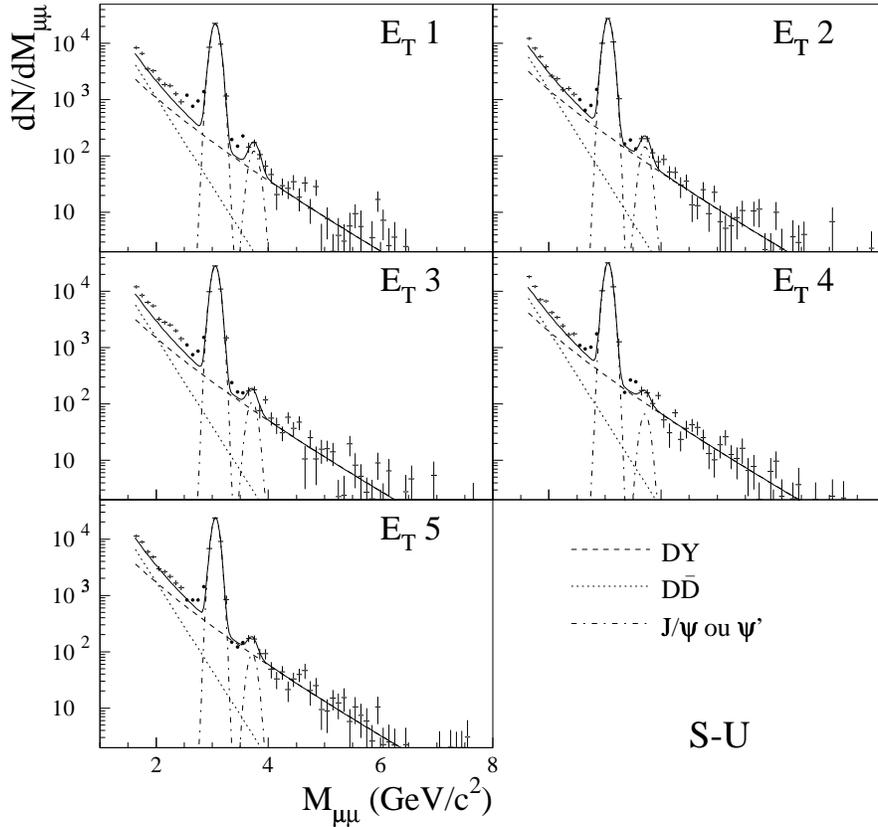


Figure 8.1 – Comparaison entre les spectres de masse expérimentaux des dimuons des collisions S–U et la somme des sources attendues (ligne continue) pour les 5 zones de centralité. La contribution des processus DY (tiret), $D\bar{D}$ (pointillé) et des résonances J/ψ , ψ' (tiret–pointillé) est également indiquée.

Avec cette procédure, on constate que la somme des sources attendues sous–estime systématiquement les données dans la région des masses intermédiaires pour les collisions S–U et Pb–Pb (figures 8.1 et 8.2). Plus précisément, on peut remarquer que cet excès augmente avec la centralité des collisions Pb–Pb (figure 8.2).

8.4 Les spectres en impulsion transverse attendus

La même étude peut être effectuée en fonction de l’impulsion transverse de la paire de muons. Les paramétrisations analytiques déduites des distributions données par PYTHIA sont déterminées comme indiqué au chapitre 6 avec les fonctions de distribution des partons MRS A et $\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8 \text{ GeV}/c$ et $\sigma_{k_T}^{\text{D}\bar{\text{D}}} = 1.0 \text{ GeV}/c$. Les normalisations des processus DY et $D\bar{D}$ sont celles utilisées au paragraphe précédent lors de l’étude des spectres de masse. La figure 8.3 compare les spectres en impulsion transverse expérimentaux des collisions Pb–Pb avec la sommes des sources attendues pour les 7 tranches en centralité.

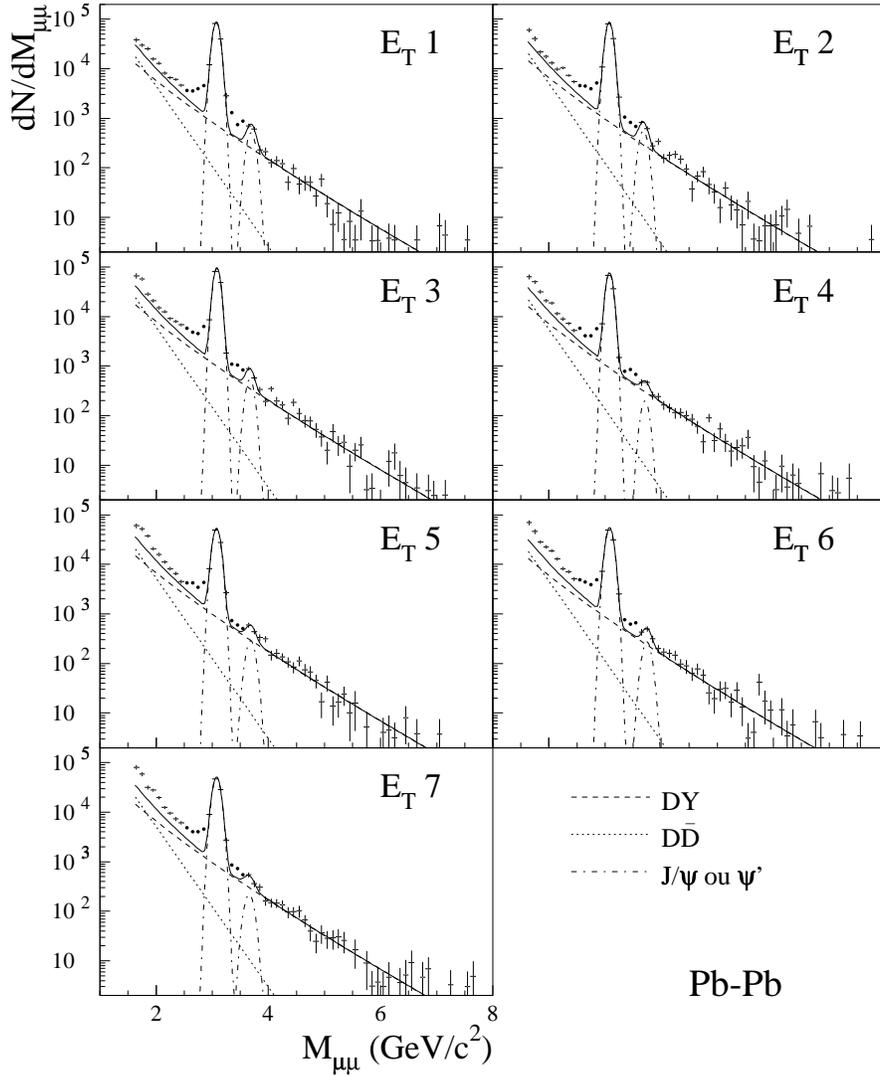


Figure 8.2 – Comparaison entre les spectres de masse expérimentaux des dimuons des collisions Pb–Pb et la somme des sources attendues (ligne continue) pour les 7 zones de centralité. La contribution des processus DY (tiret), $D\bar{D}$ (pointillé) et des résonances J/ψ , ψ' (tiret-pointillé) est également indiquée.

L'excès observé sur les distributions en masse est également visible sur ces spectres essentiellement pour les faibles valeurs de l'impulsion transverse ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) et augmente aussi avec la centralité.

8.5 L'excès

8.5.1 Le rapport D/S

Pour quantifier cet excès et étudier sa dépendance avec la centralité des collisions, nous définissons le facteur D/S comme le rapport du nombre de dimuons présents dans les données et de celui provenant de la somme des sources attendues (DY + $D\bar{D}$) pour l'intervalle de masse $1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$:

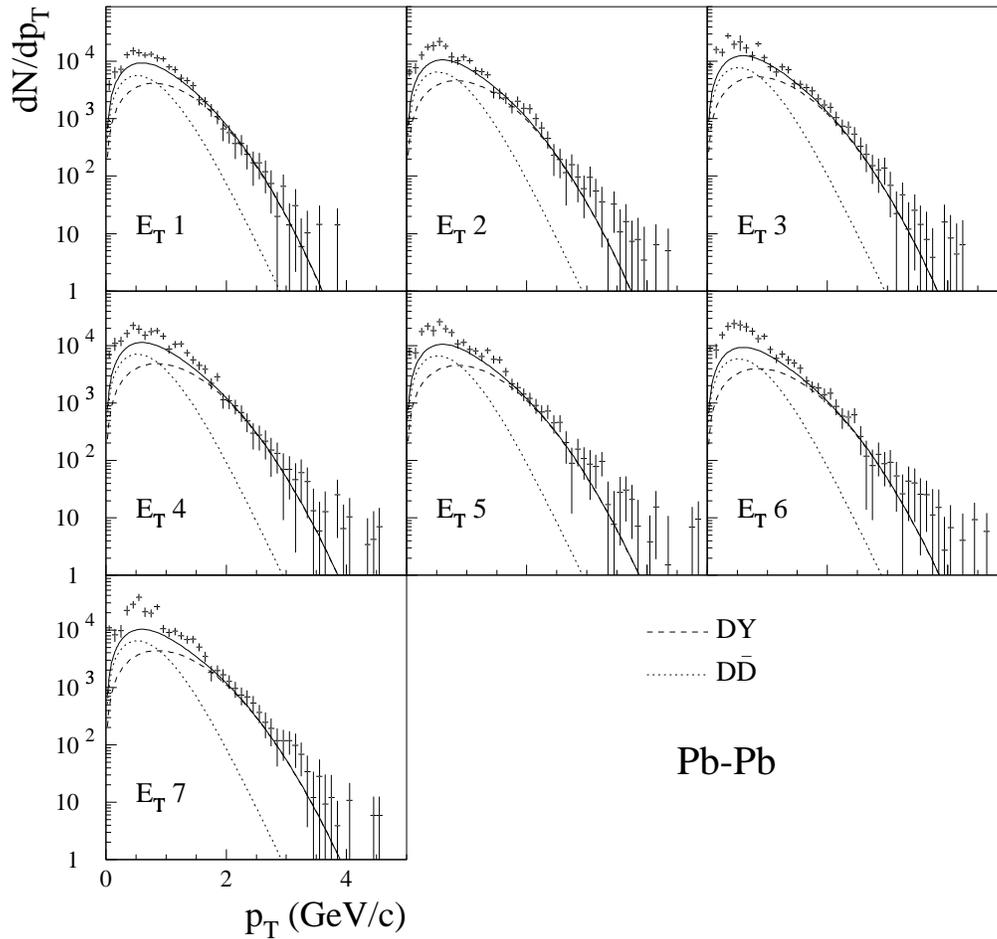


Figure 8.3 – Comparaison entre les spectres en impulsion transverse expérimentaux des dimuons IMR des collisions Pb–Pb et la somme des sources attendues (ligne continue) pour les 7 zones de centralité. La contribution des processus DY (tiret) et $D\bar{D}$ (pointillé) est également indiquée.

$$\frac{D}{S} = \frac{\int_{1.6}^{2.5} \text{données } dM}{\int_{1.6}^{2.5} \text{sources attendues } dM}$$

Le rapport D/S correspondant aux collisions p–A est égal à 1, car, comme nous l'avons vu au chapitre 7, les spectres expérimentaux sont bien reproduits par une superposition des processus DY et $D\bar{D}$. La figure 8.4 et le tableau 8.6 présentent l'évolution du rapport D/S (pour les différents choix de paramètres) en fonction du nombre de nucléons participants, N_{part} , des collisions p–A jusqu'aux collisions Pb–Pb les plus centrales. Le nombre de participants est calculé à partir de l'énergie transverse E_T dans le cadre du modèle de Glauber (voir annexe A).

Notons qu'aucune correction liée à l'énergie incidente n'est faite et ne peut être faite car la nature physique de l'excès n'est pas connue.

On remarque que le rapport D/S augmente avec le nombre de participants indiquant

Système	N_{part}	D/S			
		MRS A		GRV94 LO	MRS + EKS
		$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.9$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$
p-p	$2. \pm 0.$	1.00 ± 0.04	1.00 ± 0.04	1.00 ± 0.04	1.00 ± 0.04
S-U ⁽¹⁾	$43. \pm 7.$	1.20 ± 0.10	1.06 ± 0.15	1.15 ± 0.16	1.07 ± 0.15
S-U ⁽²⁾	$65. \pm 6.$	1.27 ± 0.07	1.18 ± 0.07	1.35 ± 0.07	1.18 ± 0.07
S-U ⁽³⁾	$84. \pm 5.$	1.35 ± 0.10	1.34 ± 0.07	1.55 ± 0.08	1.33 ± 0.07
S-U ⁽⁴⁾	$101. \pm 5.$	1.43 ± 0.07	1.33 ± 0.06	1.52 ± 0.07	1.33 ± 0.07
S-U ⁽⁵⁾	$116. \pm 3.$	1.18 ± 0.06	1.10 ± 0.06	1.25 ± 0.07	1.11 ± 0.06
Pb-Pb ⁽¹⁾	$69. \pm 12.$	1.41 ± 0.08	1.30 ± 0.07	1.57 ± 0.09	1.26 ± 0.07
Pb-Pb ⁽²⁾	$129. \pm 10.$	1.55 ± 0.09	1.42 ± 0.08	1.82 ± 0.10	1.33 ± 0.07
Pb-Pb ⁽³⁾	$184. \pm 11.$	1.56 ± 0.09	1.44 ± 0.08	1.84 ± 0.11	1.35 ± 0.08
Pb-Pb ⁽⁴⁾	$237. \pm 12.$	1.65 ± 0.09	1.53 ± 0.08	1.90 ± 0.10	1.45 ± 0.08
Pb-Pb ⁽⁵⁾	$282. \pm 11.$	1.76 ± 0.10	1.62 ± 0.09	2.04 ± 0.11	1.53 ± 0.09
Pb-Pb ⁽⁶⁾	$327. \pm 10.$	2.00 ± 0.12	1.84 ± 0.11	2.34 ± 0.14	1.73 ± 0.10
Pb-Pb ⁽⁷⁾	$386. \pm 7.$	2.11 ± 0.12	1.94 ± 0.11	2.45 ± 0.14	1.83 ± 0.10

Tableau 8.6 – Rapport D/S pour les systèmes p-p, S-U et Pb-Pb en fonction du nombre de nucléons participants. $\sigma_{k_T}^{\text{DY}}$ est exprimé en GeV/c.

que l'excès observé dans les collisions noyau-noyau croît avec la centralité des collisions, jusqu'à atteindre un facteur ~ 2 dans les collisions Pb-Pb les plus centrales. Cette augmentation dépend également du choix des fonctions de distribution des partons et de $\sigma_{k_T}^{\text{DY}}$. En effet, pour la paramétrisation MRS A, le rapport D/S est environ 10% plus faible pour $\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.9$ que pour $\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$ GeV/c. L'écart entre les fonctions de distribution des partons GRV94 LO et MRS A est, pour les collisions Pb-Pb, d'environ 15%. La prise en compte des effets nucléaires diminue l'excès d'environ 15%. Remarquons qu'une comparaison de nos résultats D/S avec ceux d'une méthode de déconvolution unidimensionnelle n'est pas possible car elle nécessite pour cette dernière une hypothèse quant à la nature de l'excès.

8.5.2 La dépendance cinématique de l'excès

Ainsi que nous venons de le voir, le nombre de dimuons présents dans les données noyau-noyau est en excès par rapport à l'extrapolation linéaire avec le nombre de masse du résultat des données proton-noyau. Il paraît important d'étudier la dépendance de cet excès avec les variables cinématiques caractérisant le dimuon. Cette étude est faite avec les fonctions de distribution des partons MRS A et $\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$ GeV/c.

a. L'évolution du rapport D/S avec la masse

La figure 8.5 montre la dépendance du rapport D/S avec la masse de la paire de muons dans les cinq zones de centralité pour les collisions S-U à 200 GeV/c/nucléon. De même, l'évolution de D/S avec $M_{\mu\mu}$ pour les collisions Pb-Pb à 158 GeV/c/nucléon est présentée sur la figure 8.6 pour les sept zones de centralité.

Pour le système S-U, on constate que la forme du rapport D/S est relativement peu dépendante de la masse des dimuons et de la centralité des collisions. Par contre pour les collisions Pb-Pb, la forme du rapport D/S évolue en fonction de la centralité des

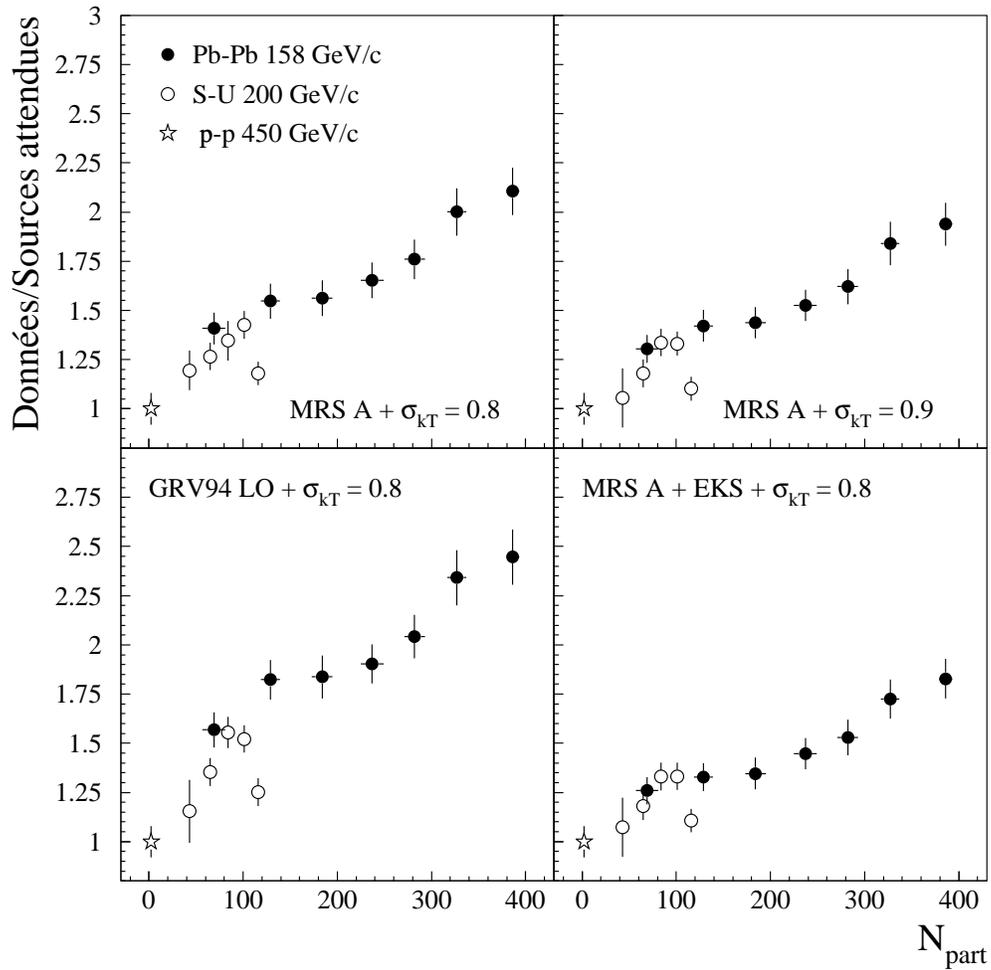


Figure 8.4 – Rapport du nombre de dimuons IMR présent dans les données et la somme des sources attendues en fonction du nombre de participants pour les différents paramètres utilisés.

collisions. En effet, le rapport D/S des premières tranches en énergie transverse (E_T 1 à E_T 3) est relativement plat avec la masse de la paire de muons. Pour les quatre zones les plus centrales (E_T 4 à E_T 7), l'excès devient progressivement plus important à basse masse (entre 1.6 et 1.9 GeV/c^2). Cette observation est confirmée par la figure 8.7 qui montre l'évolution du rapport D/S en fonction du nombre de participants pour trois régions de masse : $1.6 < M_{\mu\mu} < 1.9$, $1.9 < M_{\mu\mu} < 2.2$ et $2.2 < M_{\mu\mu} < 2.5$ GeV/c^2 . Un ajustement linéaire de D/S en fonction de N_{part} pour ces trois zones montre en effet que le coefficient de pente est le plus élevé pour la zone de masse la plus faible.

b. Le rapport D/S en fonction de p_T , Y_{cm} et $\cos(\theta_{cs})$

Pour les données Pb-Pb, où l'excès est le plus important, nous avons étudié plus en détail la dépendance du rapport D/S en fonction des variables cinématiques p_T , Y_{cm} et $\cos(\theta_{cs})$. Par exemple, la figure 8.8 montre l'évolution du rapport D/S en fonction du nombre de nucléons participants pour quatre régions d'impulsion transverse : $0.1 < p_T < 0.4$, $0.4 < p_T < 0.8$, $0.8 < p_T < 1.1$ et $p_T > 1.1$ GeV/c .

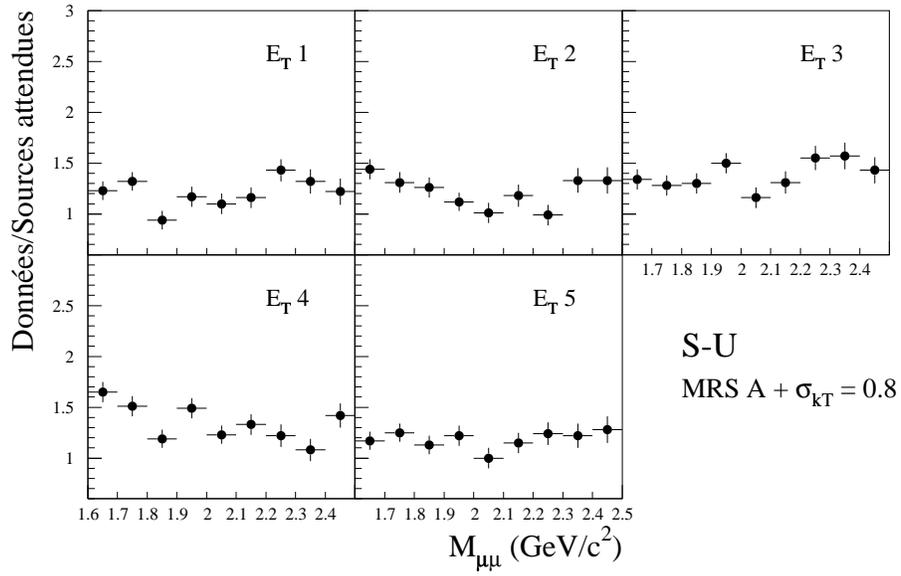


Figure 8.5 – Evolution du rapport D/S en fonction de la masse pour les collisions S–U à 200 GeV/c/nucléon.

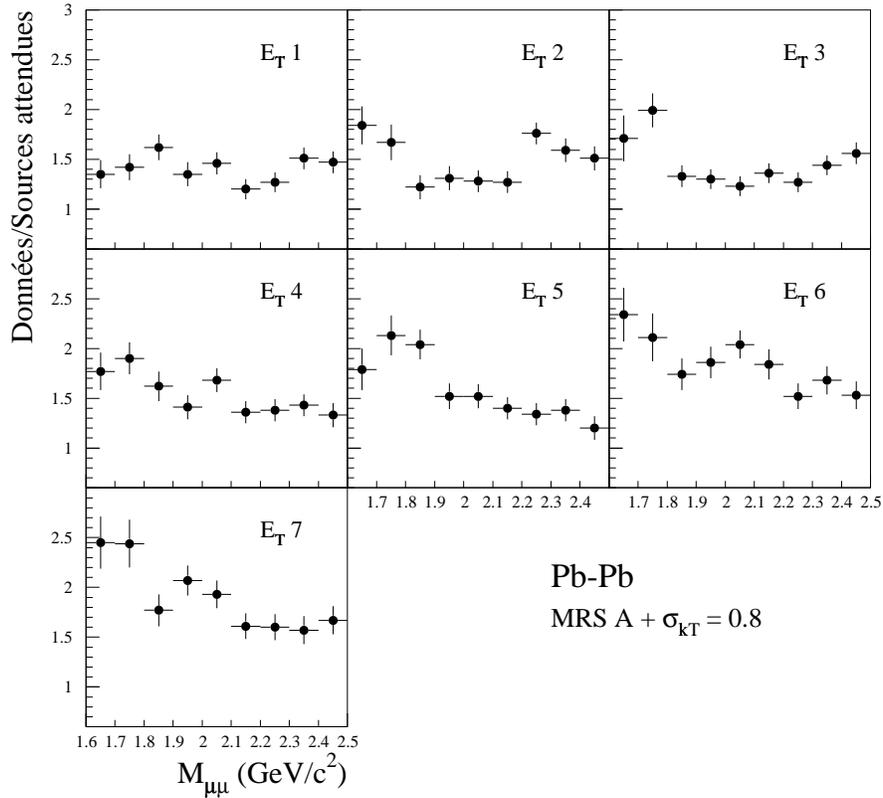


Figure 8.6 – Evolution du rapport D/S en fonction de la masse pour les collisions Pb–Pb à 158 GeV/c/nucléon.

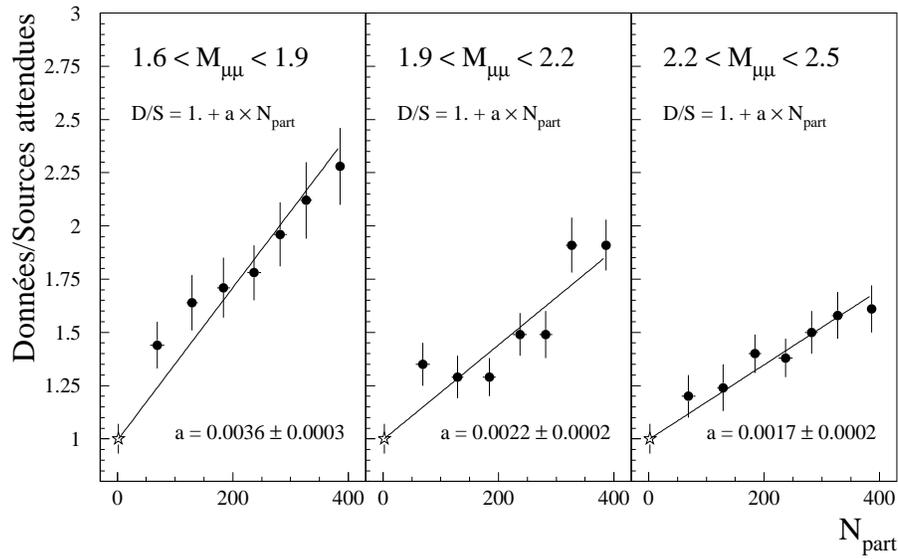


Figure 8.7 – Rapport D/S en fonction du nombre de participants pour trois régions de masse dans le cas des collisions Pb–Pb.

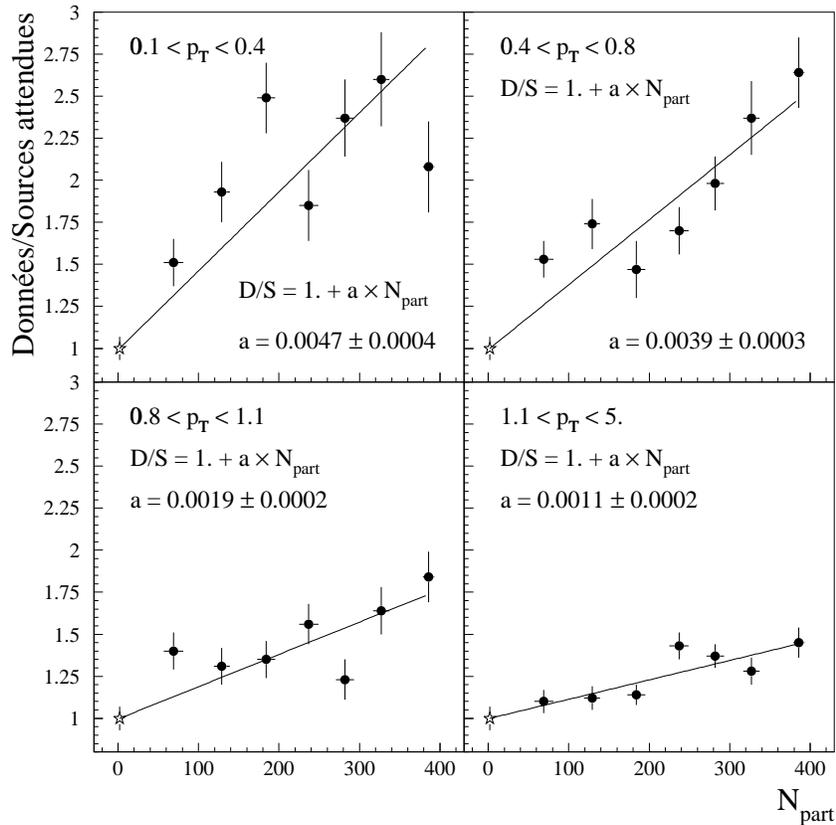


Figure 8.8 – Rapport D/S en fonction du nombre de participants pour quatre régions d'impulsion transverse dans le cas des collisions Pb–Pb.

On constate que l'excès est le plus important dans la région des petites impulsions transverses ($0.1 < p_T < 0.4$ et $0.4 < p_T < 0.8$ GeV/c). Par exemple, pour les collisions les plus centrales, le rapport D/S baisse d'un facteur environ 2 entre les intervalles $0.4 < p_T < 0.8$ et $p_T > 1.1$ GeV/c. L'excès observé se trouve donc principalement dans la région des basses impulsions transverses, ce que traduit également la pente de l'ajustement linéaire de D/S.

De même, l'intervalle $0.2 < Y_{cm} < 0.8$ de la variable cinématique Y_{cm} a été découpé en trois régions : $0.2 < Y_{cm} < 0.4$, $0.4 < Y_{cm} < 0.6$ et $0.6 < Y_{cm} < 0.8$. La figure 8.9 présente le rapport D/S obtenu dans chacune des trois régions en fonction du nombre de participants. On remarque que l'excès est plus important pour la région proche de la rapidité centrale.

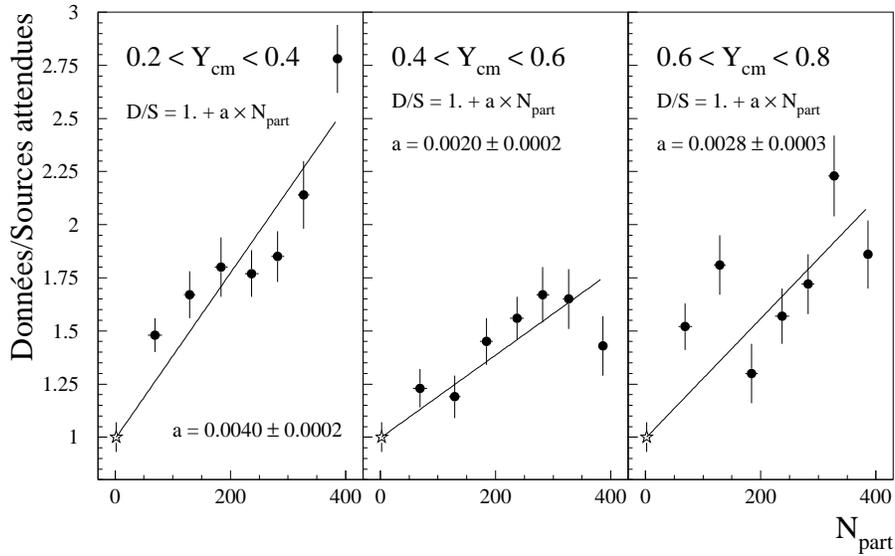


Figure 8.9 – Rapport D/S en fonction du nombre de participants pour trois régions de rapidité dans le cas des collisions Pb–Pb.

En ce qui concerne la variable $\cos(\theta_{cs})$, l'intervalle $-0.3 < \cos(\theta_{cs}) < 0.3$ a été séparé en trois sous-intervalles : $-0.25 < \cos(\theta_{cs}) < -0.1$, $-0.1 < \cos(\theta_{cs}) < 0.1$ et $0.1 < \cos(\theta_{cs}) < 0.25$. La figure 8.10 illustre la dépendance du rapport D/S avec le nombre de participants pour ces trois régions de $\cos(\theta_{cs})$. Cette analyse montre que l'excès ne varie pas, ou très peu, dans la zone limitée d'analyse de la variable $\cos(\theta_{cs})$.

8.6 L'évolution de l'excès avec N_{part}

La figure 8.11 montre que le rapport D/S croît linéairement avec le nombre de nucléons participants N_{part} . Il peut être exprimé en fonction de l'excès de production de paires de muons, E, de la façon suivante :

$$\frac{D}{S} = \frac{(D\bar{D} + DY)_{att} + E}{(D\bar{D} + DY)_{att}} = 1 + \frac{E}{(D\bar{D} + DY)_{att}} \propto N_{part}$$

Ainsi,

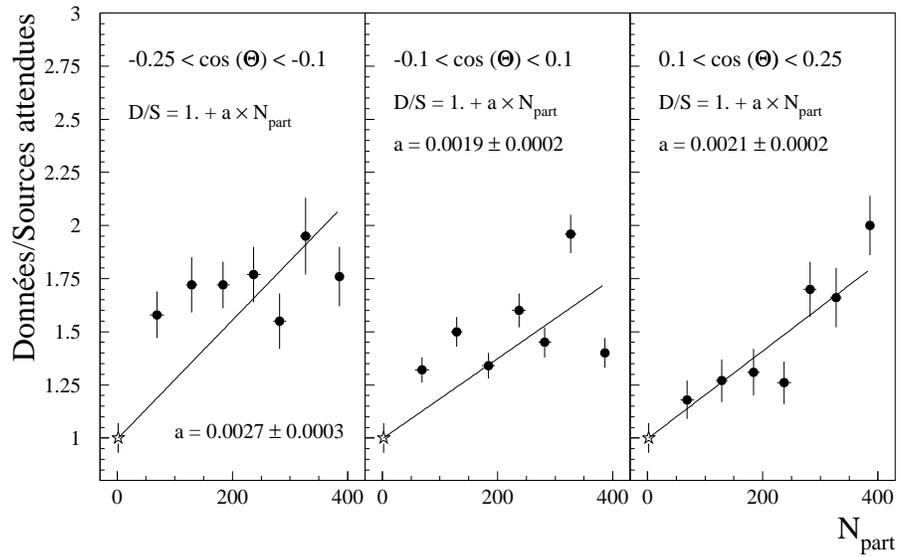


Figure 8.10 – Rapport D/S en fonction du nombre de participants pour trois intervalles de $\cos(\theta_{cs})$ dans le cas des collisions Pb–Pb.

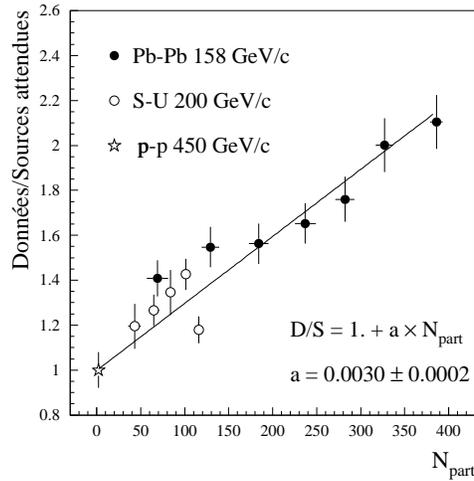


Figure 8.11 – Rapport D/S pour les fonctions de distribution des partons MRS A et $\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8 \text{ GeV}/c$ en fonction du nombre de participants.

$$\frac{E}{(\overline{D\overline{D}} + \overline{DY})_{\text{att}}} \propto N_{\text{part}}$$

Les événements DY et $\overline{D\overline{D}}$ sont des processus durs dont la production varie comme le nombre de collisions nucléon–nucléon N_{coll} . On peut relier à chaque valeur du paramètre d'impact b , le nombre de collisions nucléon–nucléon au nombre de participants par la relation [Kharzeev 96] :

$$N_{\text{coll}}(b) + 1 = k(b) N_{\text{part}}(b)$$

soit $N_{\text{coil}}(b) \sim k(b) N_{\text{part}}(b)$. $k(b)$ varie avec la centralité de l'interaction : il vaut 1 pour les réactions les plus périphériques et ~ 2.5 pour les collisions les plus centrales Pb–Pb. Cette amplitude de variation modérée de $k(b)$ permet d'écrire :

$$E \propto N_{\text{part}}^2$$

L'excès varie donc approximativement de façon quadratique avec le nombre de nucléons participant à l'interaction.

8.7 L'excès peut-il être du bruit de fond ?

Une question que l'on peut se poser sur l'origine de cet excès est de savoir s'il peut provenir d'une mauvaise évaluation de la normalisation des événements bruit de fond. Pour tester cette hypothèse, la distribution en masse invariante de l'excès a été ajustée par la fonction analytique représentant les dimuons du bruit de fond après déconvolution. Dans le but d'augmenter la signification statistique des résultats, nous avons regroupé certaines tranches en centralité. Le résultat des ajustements est montré sur la figure 8.12 pour les collisions Pb–Pb.

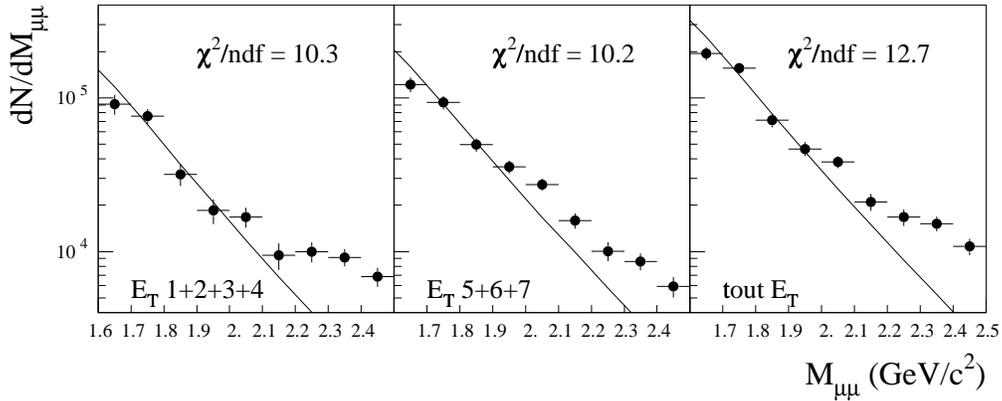


Figure 8.12 – Comparaison de la distribution en masse invariante de la paire de muons de l'excès avec la forme analytique représentant le bruit de fond

On peut constater que la distribution en masse invariante de la paire de muons de l'excès, n'est pas compatible avec la forme des dimuons du bruit de fond. De plus, la valeur du coefficient de bruit de fond R_{BdF} (voir chapitre 6) nécessaire pour annuler cet excès est de 1.22 ± 0.02 pour les collisions Pb–Pb les plus centrales au lieu de 1.0, ce qui paraît difficilement envisageable.

En conclusion, nous avons constaté qu'il existe un excès de dimuons de la région des masses intermédiaires dans les collisions noyau–noyau par rapport à l'extrapolation linéaire avec le nombre de masse des noyaux du résultat des interactions proton–noyau. Nous avons également montré que cet excès est plus important pour de faibles masses (entre 1.6 et 1.9 GeV/c²), de petites impulsions transverses ($0.1 < p_T < 0.8$ GeV/c) et pour les rapidités centrales ($0.2 < Y_{\text{cm}} < 0.4$). De plus, l'excès observé ne peut pas être, du moins dans sa totalité, relié à une mauvaise prise en compte du bruit de fond. Une autre interprétation de cet excès est donc nécessaire.

Les modèles théoriques et l'interprétation des résultats

Sommaire

9.1	L'augmentation de la production de charme	108
9.1.1	Les spectres en masse	108
9.1.2	Les distributions en impulsion transverse	112
9.1.3	Les spectres en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$	115
9.2	La diffusion des mésons charmés	117
9.2.1	Le modèle	117
9.2.2	Les distributions obtenues	120
9.3	Les dimuons thermiques	121
9.3.1	Le modèle de Gallmeister <i>et al.</i>	122
9.3.2	Le modèle de Rapp et Shuryak	122
9.3.3	Le DRELL-YAN et les dimuons thermiques	123
9.3.4	Les distributions obtenues	125
9.3.5	Un peu plus loin	126
9.4	Les autres interprétations	128
9.4.1	Les interactions hadron-hadron secondaires	128
9.4.2	La désintégration de la résonance η_c	128
9.4.3	La production de DRELL-YAN secondaire	129
9.4.4	Les modèles statistiques	130

Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour expliquer l'excès de dimuons de la région des masses intermédiaires. Dans ce chapitre, quelques interprétations théoriques sont étudiées et comparées aux résultats des données noyau–noyau. Trois modèles proposés pouvant expliquer cet excès sont plus particulièrement développés : l'augmentation de la production des mésons charmés, la diffusion des mésons charmés et la production de dimuons thermiques.

9.1 L'augmentation de la production de charme

Wong et Wang [Wong 96] ont émis l'hypothèse que l'excès observé dans les collisions noyau–noyau a pour origine une augmentation de la production de charme ($D\bar{D}$) due aux interactions entre les gluons produits dans les différentes collisions baryon–baryon. Ce mécanisme n'induit pas de production supplémentaire de charme en réaction proton–noyau. Pour quantifier cette possible augmentation de la composante $D\bar{D}$, les spectres de masse des données S–U et Pb–Pb sont ajustés dans la région $1.6 < M_{\mu\mu} < 8.0 \text{ GeV}/c^2$ par la superposition des résonances J/ψ et ψ' et des processus DY et $D\bar{D}$ (voir chapitre 7) :

$$\frac{dN}{dM} = n^{J/\psi} \frac{dN^{J/\psi}}{dM} + n^{\psi'} \frac{dN^{\psi'}}{dM} + n^{\text{DY}} \left[\frac{dN^{\text{DY}}}{dM} + R_{D\bar{D}/\text{DY}} \frac{dN^{D\bar{D}}}{dM} \right]$$

La procédure d'ajustement est identique à celle décrite au chapitre 7.

9.1.1 Les spectres en masse

Les figures 9.1 et 9.2 montrent le résultat des ajustements pour les différentes tranches en énergie transverse des collisions Pb–Pb et S–U respectivement.

La figure 9.3 présente ces ajustements plus en détail dans la région des masses intermédiaires. On voit que les spectres sont correctement décrits par la superposition des processus DY et $D\bar{D}$.

a. L'augmentation du charme

A partir du rapport $R_{D\bar{D}/\text{DY}}$ dérivé des différents ajustements présentés ci-dessus et des rapports $D\bar{D}/\text{DY}|_{\text{AB}}^{\text{attendu}}$ rassemblés au chapitre 8, nous définissons le facteur d'augmentation \mathcal{A} de la production des mésons charmés comme suit :

$$\mathcal{A} = \frac{D\bar{D}/\text{DY}|_{\text{mesuré}}}{D\bar{D}/\text{DY}|_{\text{attendu}}}$$

avec

$$\frac{D\bar{D}}{\text{DY}} \Big|_{\text{mesuré}} = R_{D\bar{D}/\text{DY}} \frac{\int_{1.6}^{2.5} \frac{dN^{D\bar{D}}}{dM} dM}{\int_{1.6}^{2.5} \frac{dN^{\text{DY}}}{dM} dM}$$

Le tableau 9.1 rassemble les valeurs du rapport \mathcal{A} obtenues pour les différents choix de fonctions de distribution des partons et de $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}}$.

La figure 9.4 montre l'évolution du facteur \mathcal{A} (pour les différents choix de paramètres) en fonction du nombre de nucléons participants des collisions p–p aux collisions Pb–Pb les plus centrales. Le rapport \mathcal{A} correspondant aux collisions proton–noyau est égal à 1.

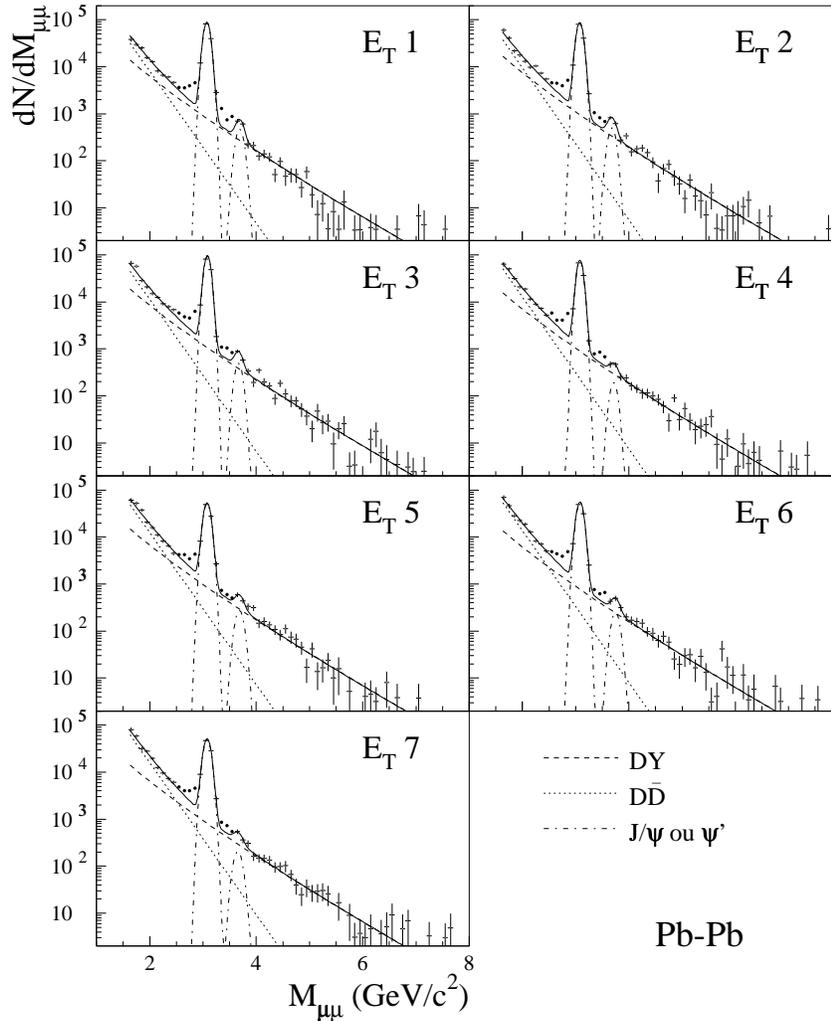


Figure 9.1 – Ajustement des spectres en masse des dimuons pour les collisions Pb–Pb depuis les plus périphériques (E_T 1) aux plus centrales (E_T 7).

Pour décrire le taux de production des dimuons des IMR par la superposition des processus DY et $D\bar{D}$, on constate que le taux de production de charme attendu doit être multiplié par un facteur qui dépend du nombre de participants et qui atteint une valeur ~ 3 pour les collisions Pb–Pb centrales. La dépendance du rapport \mathcal{A} avec N_{part} est approximativement linéaire mais diffère suivant le choix de la fonction de distribution des partons ou de $\sigma_{\text{KT}}^{\text{DY}}$. Par exemple, la prise en compte des effets nucléaires sur les fonctions de distribution des partons MRS A réduit le facteur d’augmentation de production de charme d’environ 20%.

b. La comparaison avec la méthode unidimensionnelle

La figure 9.5 montre la comparaison du facteur d’augmentation de production de charme obtenu dans ce travail avec celui déterminé par l’analyse unidimensionnelle pour MRS A et $\sigma_{\text{KT}}^{\text{DY}} = 0.8 \text{ GeV}/c$ [Abreu 00b]. Les valeurs correspondant aux résultats de cette thèse sont multipliées par un facteur 1.2 de façon à se ramener dans le même espace de

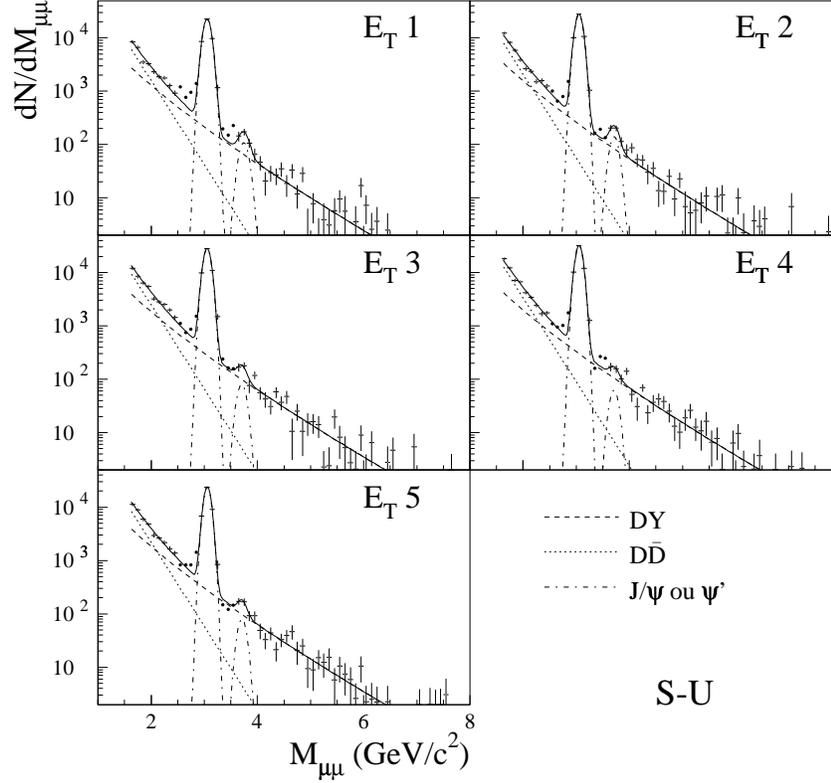


Figure 9.2 – Ajustement des spectres en masse des dimuons pour les collisions S–U.

Système	N_{part}	Augmentation de charme (\mathcal{A})			
		MRS A		GRV94 LO	MRS + EKS
		$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.9$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$	$\sigma_{k_T}^{\text{DY}} = 0.8$
p–p	$2. \pm 0.$	1.00 ± 0.04	1.00 ± 0.04	1.00 ± 0.04	1.00 ± 0.04
S–U ⁽¹⁾	$43. \pm 7.$	1.20 ± 0.15	1.08 ± 0.14	1.30 ± 0.15	1.10 ± 0.14
S–U ⁽²⁾	$65. \pm 6.$	1.31 ± 0.15	1.19 ± 0.14	1.39 ± 0.15	1.22 ± 0.14
S–U ⁽³⁾	$84. \pm 5.$	1.32 ± 0.13	1.18 ± 0.12	1.46 ± 0.14	1.19 ± 0.13
S–U ⁽⁴⁾	$101. \pm 5.$	1.68 ± 0.17	1.54 ± 0.16	1.77 ± 0.17	1.57 ± 0.16
S–U ⁽⁵⁾	$116. \pm 3.$	1.19 ± 0.13	1.07 ± 0.13	1.27 ± 0.14	1.10 ± 0.13
Pb–Pb ⁽¹⁾	$69. \pm 12.$	1.64 ± 0.17	1.44 ± 0.16	1.87 ± 0.19	1.37 ± 0.15
Pb–Pb ⁽²⁾	$129. \pm 10.$	1.62 ± 0.17	1.40 ± 0.15	2.03 ± 0.19	1.26 ± 0.14
Pb–Pb ⁽³⁾	$184. \pm 11.$	1.71 ± 0.16	1.48 ± 0.14	2.10 ± 0.19	1.36 ± 0.14
Pb–Pb ⁽⁴⁾	$237. \pm 12.$	2.32 ± 0.22	2.04 ± 0.19	2.68 ± 0.25	1.94 ± 0.19
Pb–Pb ⁽⁵⁾	$282. \pm 11.$	2.36 ± 0.24	2.08 ± 0.20	2.75 ± 0.26	1.97 ± 0.20
Pb–Pb ⁽⁶⁾	$327. \pm 10.$	2.86 ± 0.28	2.52 ± 0.25	3.37 ± 0.31	2.35 ± 0.23
Pb–Pb ⁽⁷⁾	$386. \pm 7.$	3.16 ± 0.29	2.79 ± 0.26	3.63 ± 0.34	2.66 ± 0.25

 Tableau 9.1 – Facteur d’augmentation de la production des mésons charmés pour les systèmes p–p, S–U et Pb–Pb en fonction du nombre de nucléons participants. $\sigma_{k_T}^{\text{DY}}$ est exprimé en GeV/c.

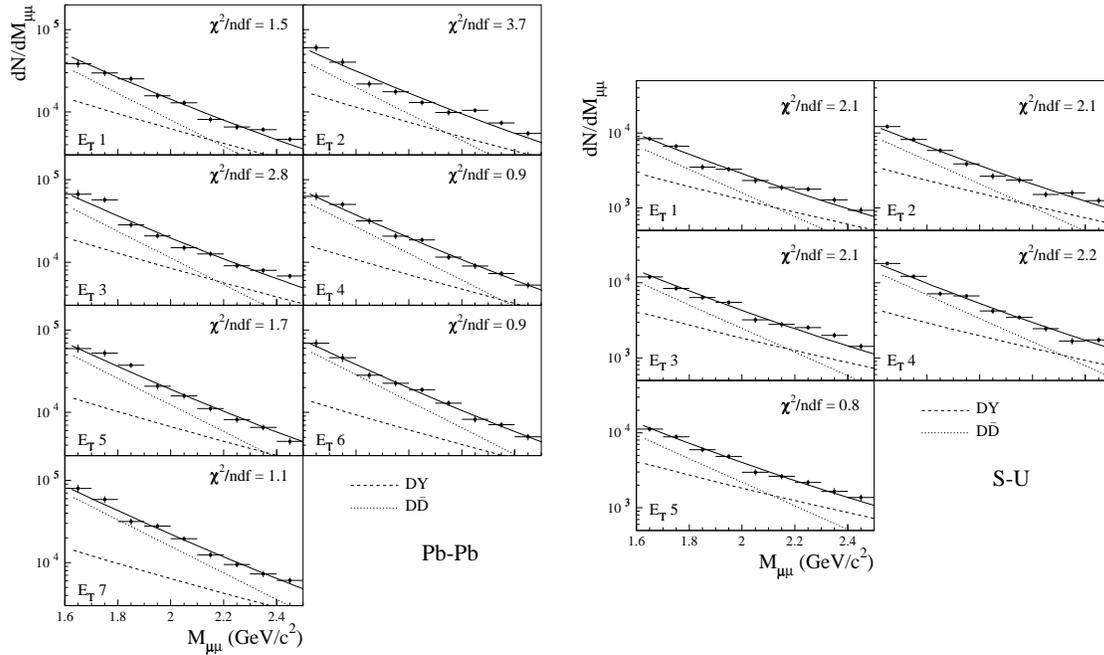


Figure 9.3 – Résultat de l’ajustement des spectres de masse des collisions Pb–Pb (gauche) et S–U (droite) par la superposition des processus DY et $D\bar{D}$ dans la région des masses intermédiaires.

phase d’analyse.

Les résultats obtenus par ces deux méthodes sont, dans les barres d’erreur, parfaitement compatibles.

c. L’augmentation de charme en fonction de la densité d’énergie

Sur la figure 9.6 est représenté le facteur d’augmentation de production de charme en fonction de la densité d’énergie atteinte dans la collision, calculée selon le modèle de Bjorken (chapitre 1). On observe clairement deux régions dans la variation du facteur d’augmentation avec la densité d’énergie avec un changement de comportement autour de $2.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Cette valeur correspond précisément à l’apparition d’un comportement anormal dans la production du J/ψ [Abreu 00a] (figure 1.20). Il semblerait donc que pour, $\epsilon \sim 2.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, la production de charme, ouvert et fermé, change brusquement de comportement. Ce phénomène est interprété dans le cadre du J/ψ comme l’indice de la formation d’un nouvel état de la matière [Abreu 00a]. Le résultat présenté sur le charme ouvert pourrait être un élément supplémentaire en faveur d’une telle interprétation.

d. La comparaison avec le modèle de Wong et Wang

Wong et Wang ont calculé dans le cadre de leur modèle le rapport entre le nombre de paires $\mu^+\mu^-$ produites dans les collisions S–U et celui obtenu dans le cadre de QCD perturbative en fonction de la centralité de l’interaction estimée par l’énergie transverse. Ce rapport est équivalent au rapport d’augmentation de charme \mathcal{A} . On obtient 1.37 ± 0.08 pour les collisions S–U sans sélection de centralité. Cette valeur est en bon accord avec la valeur de 1.34 calculée par Wong et Wang pour $\langle E_T \rangle^{\text{SU}} = 60 \text{ GeV}$. La figure 9.7

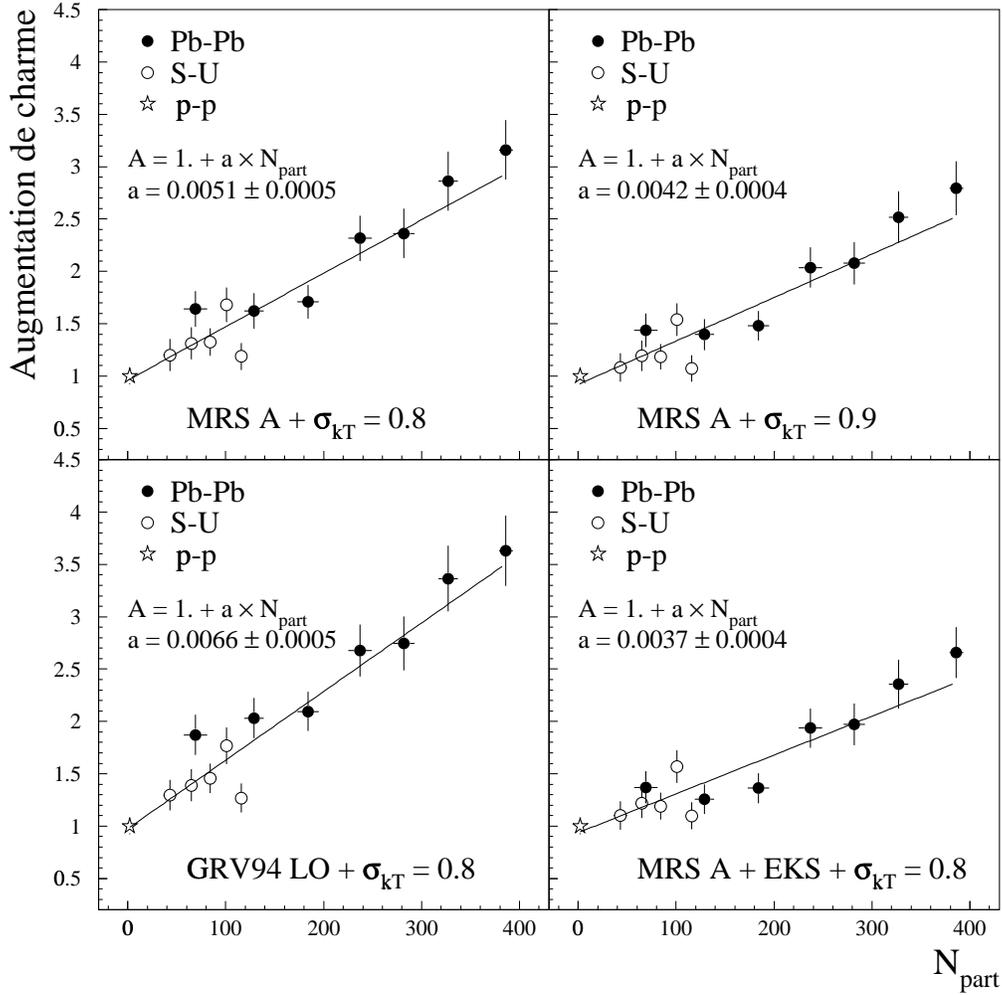


Figure 9.4 – Facteur d’augmentation de production de charme, \mathcal{A} , en fonction du nombre de nucléons participants pour les différents paramètres utilisés.

compare, pour les collisions S–U, l’évolution du facteur d’augmentation de charme en fonction de l’énergie transverse et la prédiction théorique de Wong et Wang. L’accord reste raisonnable. Il serait intéressant de connaître leurs prédictions dans le cas des interactions Pb–Pb.

9.1.2 Les distributions en impulsion transverse

A partir des nombres d’événements DY et $D\bar{D}$ déduits des ajustements des spectres en masse, nous pouvons comparer les spectres en impulsion transverse des dimuons IMR avec la superposition des courbes théoriques des processus DY et $D\bar{D}$ obtenues avec PYTHIA. La figure 9.8 montre cette comparaison pour les collisions Pb–Pb avec les fonctions de distribution des partons MRS A, $\sigma_{kT}^{\text{DY}} = 0.8 \text{ GeV}/c$ et $\sigma_{kT}^{\text{D}\bar{D}} = 1.0 \text{ GeV}/c$.

Comme nous l’avons vu au chapitre 7 dans le cas des collisions p–A, les distributions mesurées ne sont que moyennement reproduites par les distributions théoriques. Cependant, des effets physiques, tels que l’effet Cronin et les corrections apportées par les calculs NLO, ne sont pas inclus ici. Pour prendre en compte ces effets de façon empirique, les

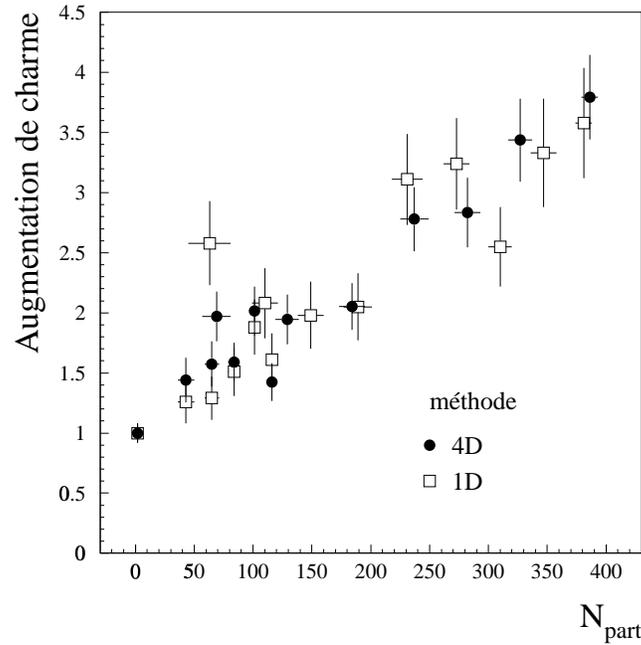


Figure 9.5 – Comparaison du facteur d’augmentation de production de charme obtenu dans ce travail avec celui déterminé par l’analyse unidimensionnelle [Abreu 00b].

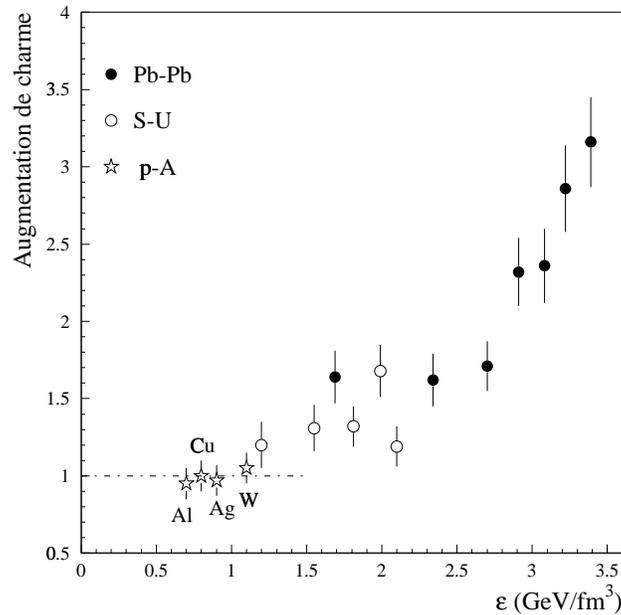


Figure 9.6 – Facteur d’augmentation de production de charme, \mathcal{A} , en fonction de la densité d’énergie avec MRS A et $\sigma_{kT}^{DY} = 0.8 \text{ GeV}/c$.

distributions sont ajustées, comme au chapitre 7, en laissant libre les paramètres p_{T_0} dans les formes analytiques déduites de PYTHIA; les normalisations respectives des processus DY et $D\bar{D}$ sont quant à elles, toujours fixées par l’ajustement des spectres en masse. La

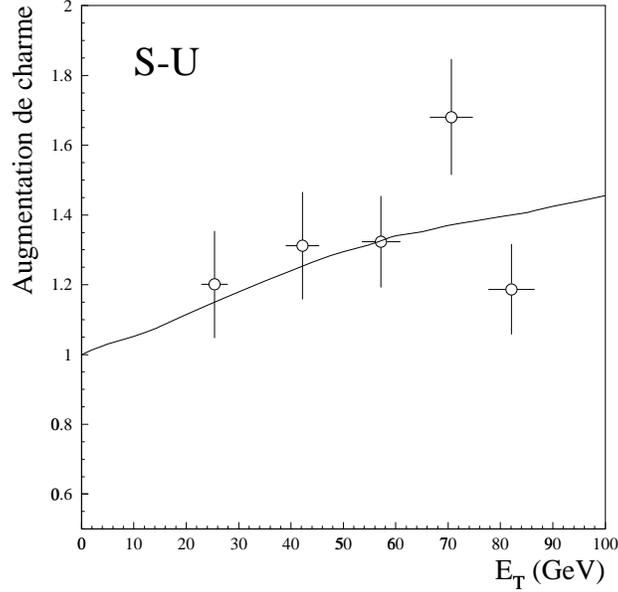


Figure 9.7 – Facteur d’augmentation de production de charme, \mathcal{A} , en fonction de l’énergie transverse, E_T , pour les collisions S–U. La courbe représente la prédiction théorique de Wong et Wang [Wong 96].

figure 9.9 montre le résultat de ces ajustements pour les 7 zones de centralité des collisions Pb–Pb.

Cette procédure permet de reproduire correctement les données expérimentales. Les paramètres p_{T_0} obtenus par ces ajustements permettent de déterminer les valeurs $\langle p_T^2 \rangle_{DY}$ et $\langle p_T^2 \rangle_{D\bar{D}}$, comme montré au chapitre 7. De même, l’impulsion finale de la paire de muons après diffusion des partons dans la matière nucléaire d’une longueur L s’écrit :

$$\langle p_T^2 \rangle_{AB}^{DY} = \langle p_T^2 \rangle_{pp}^{DY} + L \rho_0 \sigma_{qN} \langle p_T^2 \rangle_{qN} \quad (9.1)$$

$$\langle p_T^2 \rangle_{AB}^{D\bar{D}} = \langle p_T^2 \rangle_{pp}^{D\bar{D}} + L \rho_0 \sigma_{gN} \langle p_T^2 \rangle_{gN} \quad (9.2)$$

Dans un premier temps, nous ajustons séparément les $\langle p_T^2 \rangle^{DY}$ et $\langle p_T^2 \rangle^{D\bar{D}}$ pour chaque type de collision (p–A, S–U et Pb–Pb) par les fonctions linéaires 9.1 et 9.2 en laissant libres les paramètres $\langle p_T^2 \rangle_{pp}$ et $\rho_0 \sigma_{q(g)N} \langle p_T^2 \rangle_{q(g)N}$. Le tableau ci-dessous résume les différentes valeurs des paramètres :

Système	DY		D \bar{D}	
	$\langle p_T^2 \rangle_{pp}$	$\rho_0 \sigma_{qN} \langle p_T^2 \rangle_{qN}$	$\langle p_T^2 \rangle_{pp}$	$\rho_0 \sigma_{gN} \langle p_T^2 \rangle_{gN}$
p–A (450 GeV/c)	1.54 ± 0.12	0.084 ± 0.044	0.45 ± 0.04	0.059 ± 0.013
S–U (200 A.GeV/c)	1.17 ± 0.25	0.034 ± 0.039	0.13 ± 0.11	0.071 ± 0.017
Pb–Pb (158 A.GeV/c)	0.40 ± 0.18	0.13 ± 0.02	0.46 ± 0.10	0.0013 ± 0.01

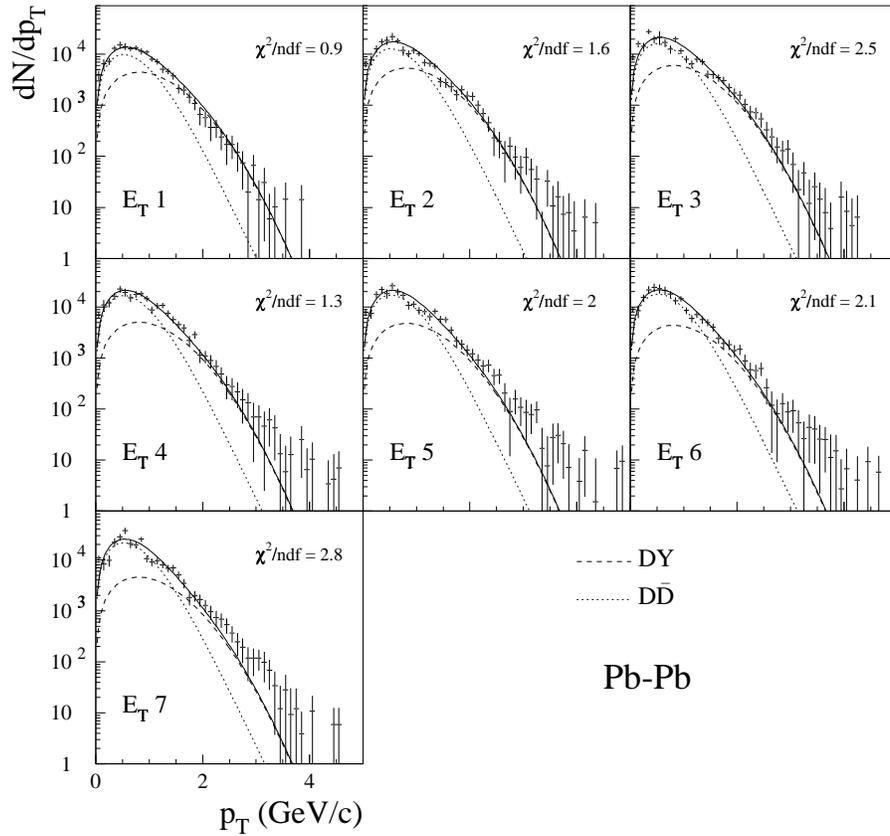


Figure 9.8 – Comparaison des distributions expérimentales en impulsion transverse de dimuons de la région des masses intermédiaires pour les collisions Pb–Pb avec la superposition des courbes théoriques des processus DY et $D\bar{D}$.

On constate que les valeurs de pente des processus DY et $D\bar{D}$ sont dispersées. Cependant, en faisant l’hypothèse que, pour le processus DY, la pente ne dépend pas significativement de l’énergie, comme le montre l’étude des distributions en impulsion transverse de la résonance J/ψ [Drapier 98], un ajustement simultané des données à 450, 200 et 158 GeV/c peut être fait. Pour le processus $D\bar{D}$, seules les données à 450 et 200 GeV/c peuvent être ajustées simultanément en raison de la dispersion des points Pb–Pb. La figure 9.10 montre le résultat de ces ajustements.

Ils conduisent aux résultats suivants :

$$\rho_0 \sigma_{qN} \langle p_T^2 \rangle_{qN} = 0.105 \pm 0.016 \text{ (GeV/c)}^2 \text{fm}^{-1}$$

et

$$\rho_0 \sigma_{gN} \langle p_T^2 \rangle_{gN} = 0.063 \pm 0.010 \text{ (GeV/c)}^2 \text{fm}^{-1}$$

9.1.3 Les spectres en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$

Nous avons également comparé les spectres en Y_{cm} et $\cos(\theta_{\text{cs}})$ des dimuons IMR avec la superposition des processus DY et $D\bar{D}$ calculés par PYTHIA et normalisés suivant l’ajustement du spectre en masse. La figure 9.11 montre cette comparaison pour les données

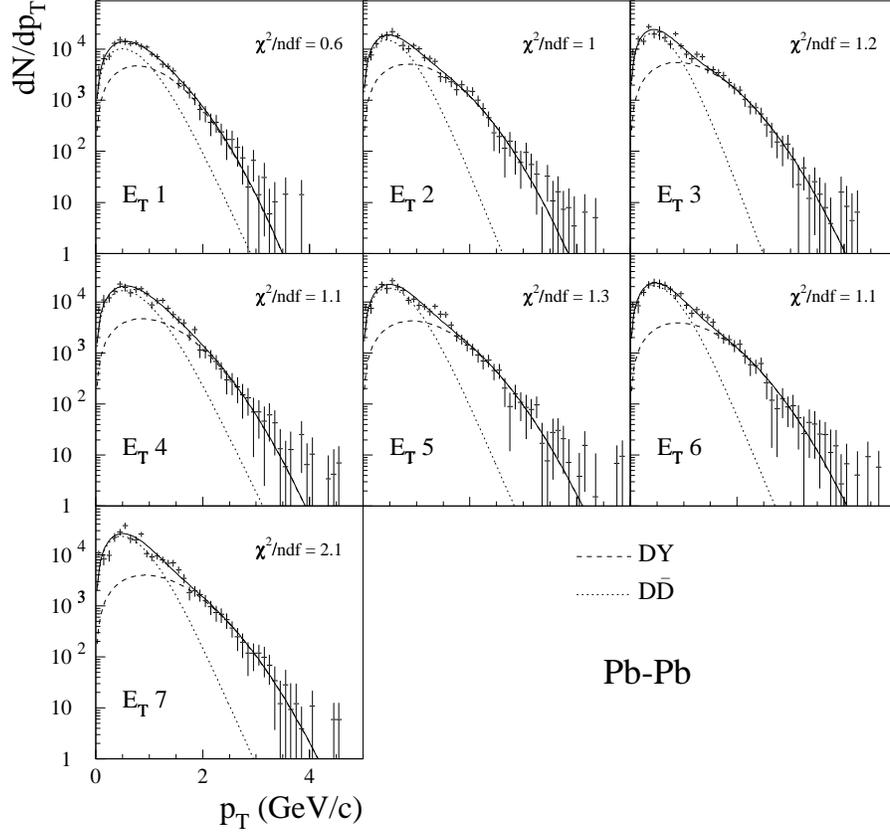


Figure 9.9 – Comparaison des distributions expérimentales en impulsion transverse des dimuons de la région des masses intermédiaires pour les collisions Pb–Pb avec la superposition des courbes théoriques des processus DY et $D\bar{D}$ après ajustement des paramètres p_{T0} .

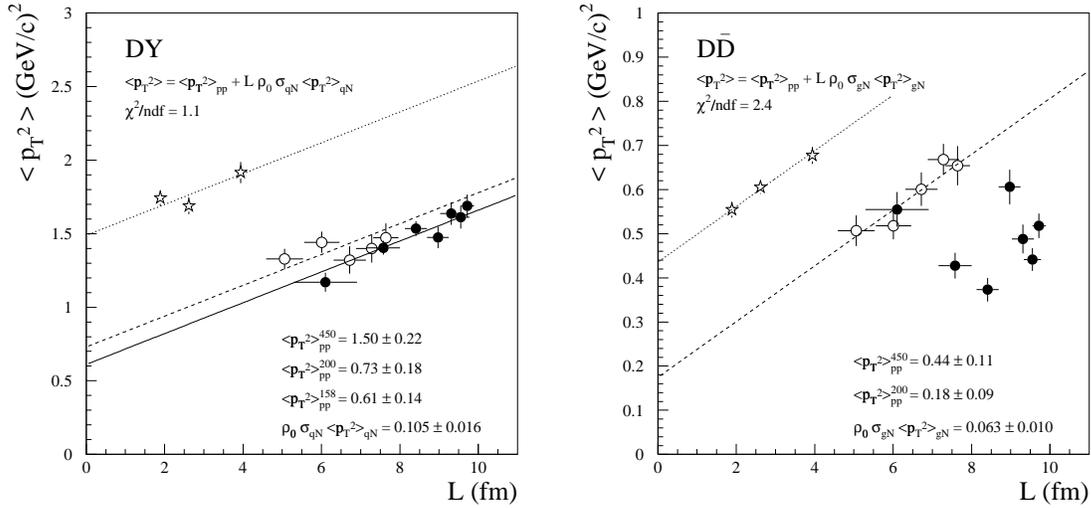


Figure 9.10 – Dépendance des valeurs de $\langle p_T^2 \rangle$ avec l'épaisseur de matière nucléaire L des dimuons de la région des masses intermédiaires des processus DY et $D\bar{D}$.

Pb–Pb sans condition de centralité des collisions. Dans la zone limitée d’analyse, ces distributions expérimentales sont raisonnablement bien reproduites.

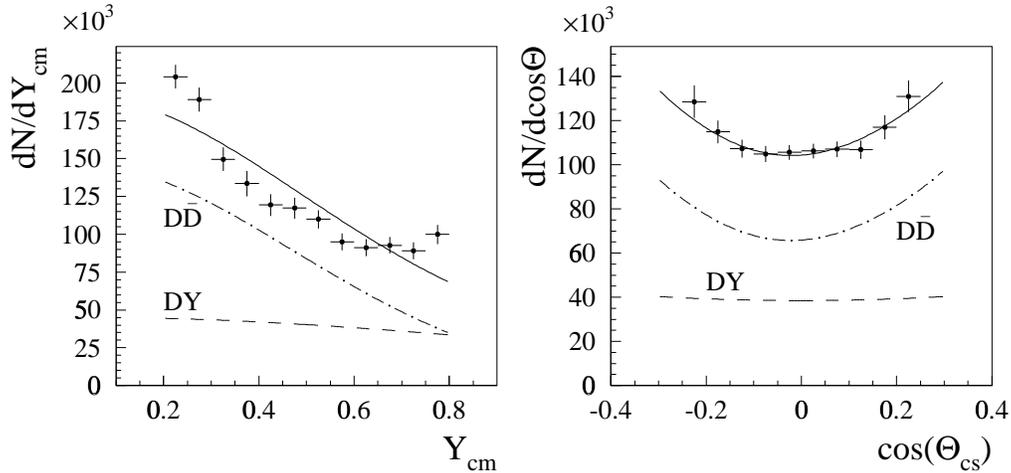


Figure 9.11 – Comparaison des distributions expérimentales en Y_{cm} (gauche) et $\cos(\theta_{cs})$ (droite) des dimuons IMR des collisions Pb–Pb (sans condition de centralité) et la superposition des processus DY et $D\bar{D}$.

En conclusion, nous avons montré dans ce paragraphe que l’excès observé dans les collisions noyau–noyau peut être décrit par une augmentation de production du charme. Cette augmentation varie linéairement en fonction du nombre de nucléons participants. Elle atteint, dans l’espace de phase de cette analyse, un facteur ~ 3 dans les collisions Pb–Pb les plus centrales.

9.2 La diffusion des mésons charmés

En 1998, Lin et Wang [Lin 98], élaborent un modèle théorique basé sur la diffusion des mésons D et \bar{D} dans l’état final pour expliquer l’excès de dimuons observé dans les collisions noyau–noyau par rapport aux interactions proton–noyau.

9.2.1 Le modèle

L’idée de base de ce modèle est que les interactions des mésons charmés avec les particules secondaires produites dans l’interaction modifient leur cinématique initiale (E_D , p_D) et par conséquent, la forme des distributions des dimuons provenant de leur désintégration. C’est cette “redistribution” des muons dans l’espace de phase qui serait responsable de l’augmentation apparente du nombre de dimuons IMR dans l’espace de phase limité couvert par l’expérience NA50.

La production des mésons à charme ouvert dans les collisions Pb–Pb à 158 GeV/c est calculée avec le programme PYTHIA. Nous utilisons la paramétrisation MRS A des fonctions de distribution des partons avec $\sigma_{k_T}^{DY} = 0.8$ GeV/c et $\sigma_{k_T}^{D\bar{D}} = 1.0$ GeV/c. Dans le modèle de Lin et Wang, les mésons charmés D et \bar{D} sont supposés être localement en équilibre thermique avec la matière dense créée lors de la collision et caractérisée par une température T .

Dans le référentiel propre à chaque méson charmé, le quadri-moment local du méson est généré suivant la distribution thermique $dN/d^3p_D^l \propto e^{-E_D^l/T}$. A l'aide de la transformation de Lorentz, $\gamma_D = 1/\sqrt{1-\beta_D^2}$ où $\beta_D = \vec{p}_D/E_D$, on en déduit sa valeur dans le référentiel du laboratoire. Les mésons charmés ainsi thermalisés se désintègrent ensuite en muons. La température locale T est donc le seul paramètre du modèle et dépend de la centralité de la collision noyau-noyau.

Les figures 9.12 et 9.13 illustrent l'évolution des distributions en masse et en impulsion transverse des dimuons issus des désintégrations des mésons charmés en fonction du paramètre température T . Une température $T = 0$ correspond à des mésons qui n'ont pas interagi avec le milieu.

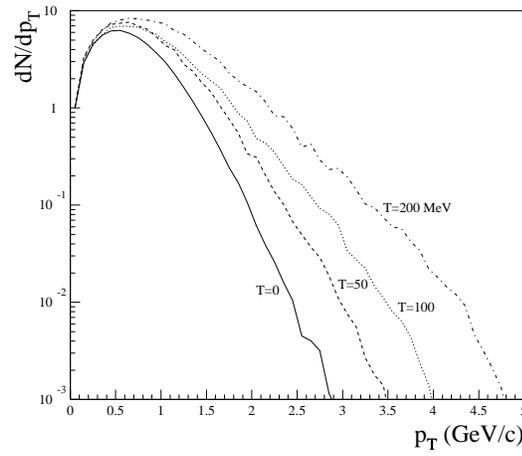
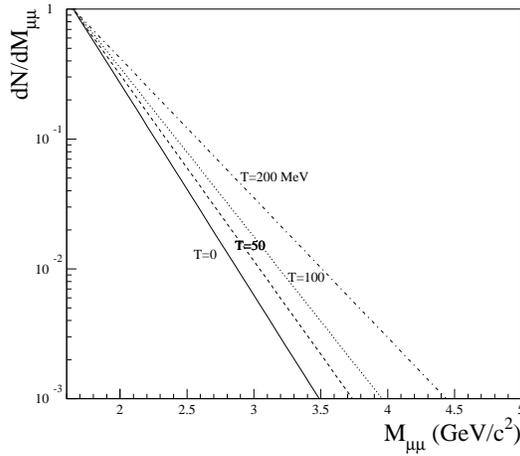


Figure 9.12 – Distributions en masse des dimuons du processus $D\bar{D}$ pour différentes valeurs de température. Les spectres ont été arbitrairement normalisés à 1 pour $M_{\mu\mu} = 1$. GeV/c^2 .

Figure 9.13 – Distributions en impulsion transverse des dimuons du processus $D\bar{D}$ pour différentes valeurs de température. Les spectres ont été arbitrairement normalisés à 1 pour $M_{\mu\mu} = 1$. GeV/c^2 .

On constate que la forme des distributions évolue en fonction de la température locale. La distribution en masse, $f_{D\bar{D}}(M_{\mu\mu}) \propto e^{-M_{\mu\mu}/b}$, change avec la température selon la relation suivante :

$$b = 0.269 + 0.660 T \quad (\text{avec } b \text{ en } \text{GeV}/c^2 \text{ et } T \text{ en GeV}). \quad (9.3)$$

L'augmentation apparente du nombre de dimuons du processus $D\bar{D}$, \mathcal{R} , calculée dans la région cinématique $\mathcal{D}_{AB} : 1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$, $0.2 < Y_{\text{cm}} < 0.8$ et $|\cos(\theta_{\text{cs}})| < 0.3$, est définie comme le rapport entre le nombre de dimuons pour la température T et $T = 0$ (pas de diffusion) :

$$\mathcal{R} = \frac{\mu^+ \mu^-(T)}{\mu^+ \mu^-(T=0)}$$

La figure 9.14 montre la dépendance du facteur d'augmentation \mathcal{R} en fonction du paramètre T .

L'évolution de \mathcal{R} est linéaire avec la température T et peut être représentée par la fonction :

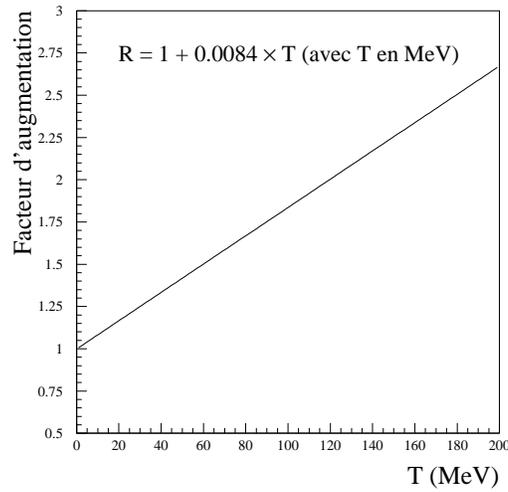


Figure 9.14 – Facteur d’augmentation apparent des dimuons du processus $D\bar{D}$, \mathcal{R} , en fonction du paramètre de température T .

$$\mathcal{R} = 1 + 0.0084 T \text{ (avec } T \text{ en MeV)} \quad (9.4)$$

A partir des valeurs du facteur d’augmentation de la production de charme, \mathcal{A} , regroupées dans le tableau 9.1, il est donc possible de déterminer pour chaque tranche de centralité la température locale T conduisant à $\mathcal{R} = \mathcal{A}$. La figure 9.15 montre la température T obtenue en fonction du nombre de nucléons participants (N_{part}).

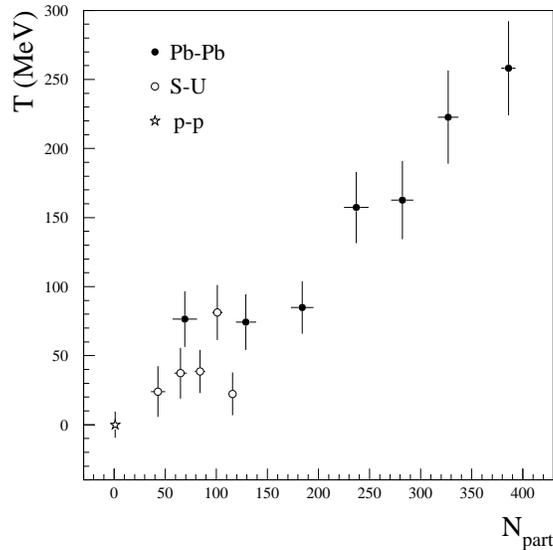


Figure 9.15 – Corrélation entre le nombre de nucléons participants et la température T .

Ensuite, pour chaque centralité, les distributions expérimentales sont comparées à la superposition des processus DY et $D\bar{D}$. Pour le $D\bar{D}$, la forme de la distribution est calculée à la température déduite de la corrélation $N_{\text{part}}-T$.

9.2.2 Les distributions obtenues

Le spectre de masse de chacune des tranches en énergie transverse est alors ajusté dans l'intervalle de masse $1.6 < M_{\mu\mu} < 8.0 \text{ GeV}/c^2$ par la superposition des résonances J/ψ , ψ' et des processus DY et $D\bar{D}$ comme présenté au chapitre 7. Pour cet ajustement, le paramètre $R_{D\bar{D}/DY}$ est, dans la région des IMR, fixé au rapport $D\bar{D}/DY$ obtenu lors de l'ajustement sans diffusion des mésons D (paragraphe 9.1). En effet, la température correspondant à la tranche en E_T est déduite de ce rapport et ne peut donc pas être libre. La figure 9.16 montre le résultat de ces ajustements pour les collisions Pb–Pb et trois centralités différentes. La figure 9.17 représente ce même résultat dans la région des masses intermédiaires.

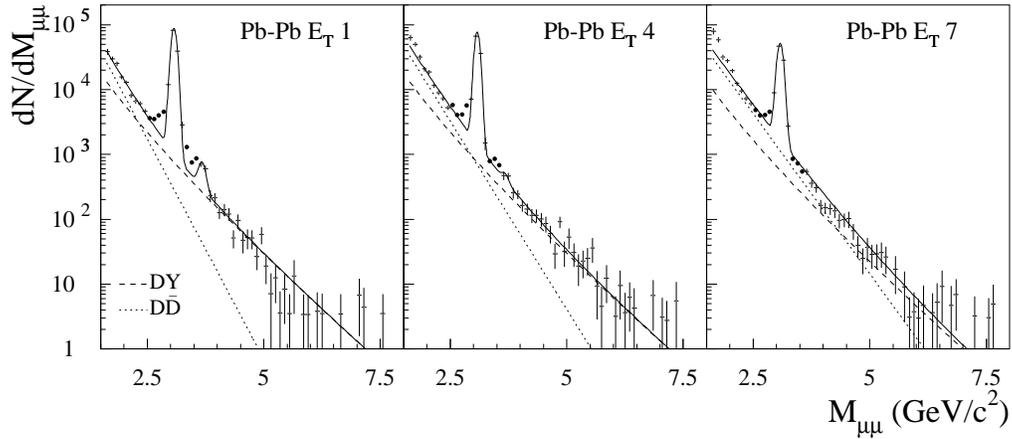


Figure 9.16 – Distributions en masse des données Pb–Pb comparées à la superposition des processus DY et $D\bar{D}$ dans le cadre du modèle de diffusion des mésons charmés.

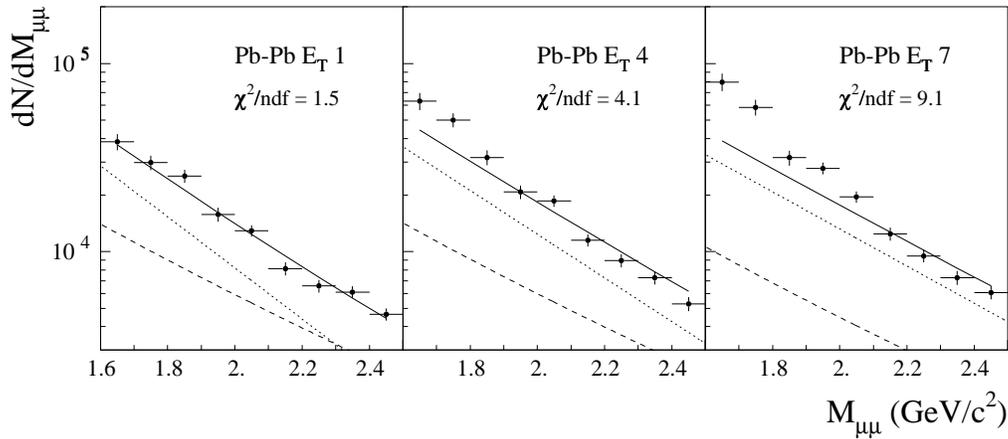


Figure 9.17 – Distributions en masse dans la région des masses intermédiaires comparées à la superposition des processus DY et $D\bar{D}$ dans le cadre du modèle de diffusion des mésons charmés.

Les résultats obtenus montrent que la forme du spectre de masse, calculée avec ce modèle, ne représente pas les données expérimentales. On remarque que ce désaccord s'accroît lorsque la centralité des collisions augmente.

La même analyse est effectuée sur les distributions en impulsion transverse. Pour le processus DY, la forme du spectre en p_T est donnée par PYTHIA. La distribution en impulsion transverse du $D\bar{D}$ dépend de la température comme le montre la figure 9.13. La figure 9.18 compare les distributions expérimentales à la superposition des courbes analytiques DY et $D\bar{D}$, normalisées de la même façon que pour les spectres de masse. On

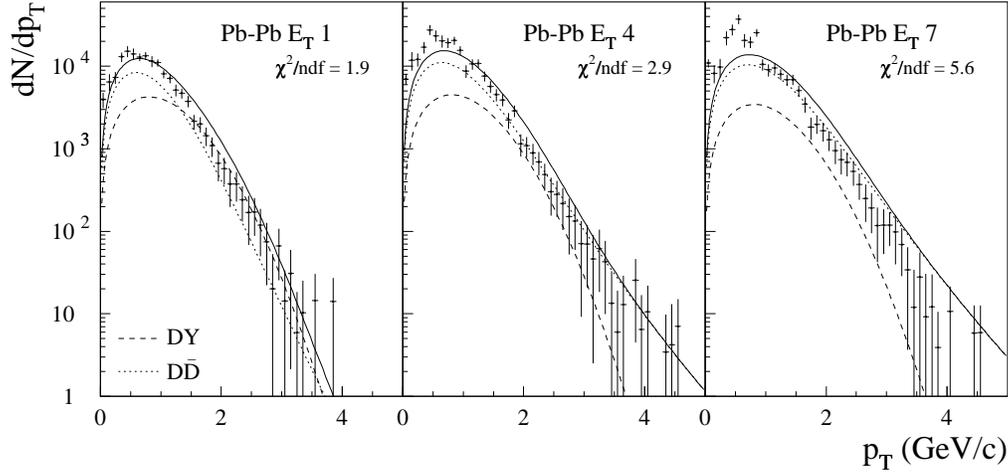


Figure 9.18 – Comparaison des distributions expérimentales en impulsion transverse des dimuons de la région des masses intermédiaires pour les collisions Pb–Pb avec la superposition des courbes théoriques des processus DY et $D\bar{D}$.

constate que ce modèle ne permet pas de reproduire les spectres expérimentaux en p_T .

Une difficulté de l’approche précédente consistant à imposer un facteur d’augmentation égal à la valeur expérimentale est que cette valeur dépend de la norme du processus DRELL–YAN. Or, l’analyse précédente montre une présence significative de $D\bar{D}$ au-delà de $M_{\mu\mu} > 4.2 \text{ GeV}/c^2$ modifiant ainsi la contribution du processus DY dans cette zone. Pour pallier à ce problème, nous cherchons quelle est la température du milieu qui représente le mieux le spectre expérimental. Le modèle permet de calculer le facteur \mathcal{R} en fonction de T (voir équation 9.4) et donc de relier la norme du processus $D\bar{D}$ à celle du DY. La distribution en masse du $D\bar{D}$ est représentée par la fonction $f_{D\bar{D}}(M_{\mu\mu}) \sim \mathcal{R} N_{DY} e^{-M_{\mu\mu}/b}$ où b dépend de la température locale du milieu selon la relation 9.3. Nous montrons sur la figure 9.19 l’ajustement du spectre expérimental pour la zone la plus centrale des collisions Pb–Pb. L’ajustement donne une température de $T = 115 \pm 19 \text{ MeV}$ mais nous voyons que, dans la zone des IMR, celui-ci est encore mauvais.

Ainsi, nous pouvons conclure de ce travail que le modèle de diffusion des mésons D et \bar{D} de Lin et Wang ne peut pas, du moins pour les collisions Pb–Pb centrales, reproduire les distributions expérimentales en masse et impulsion transverse.

9.3 Les dimuons thermiques

Les dileptons thermiques ont été une des premières signatures proposées pour mettre en évidence la création du QGP [Shuryak 80]. Cependant, en raison du fond hadronique important à basse masse, les paires de leptons thermiques associées au plasma ne peuvent être observées que pour des masses invariantes supérieures à $\sim 1 \text{ GeV}/c^2$ [Kajantie 86,

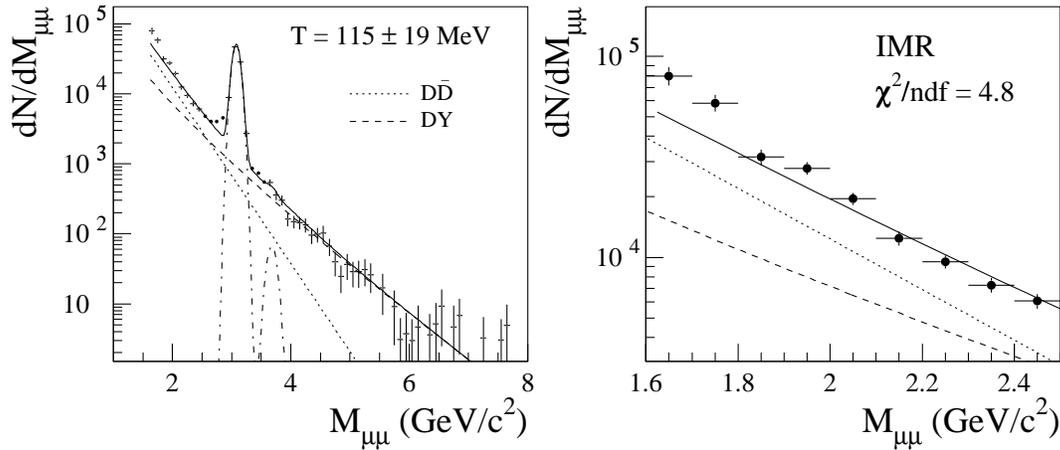


Figure 9.19 – Distributions en masse des données Pb–Pb comparées à la superposition des processus DY et $D\bar{D}$ dans le cadre du modèle de diffusion des mésons charmés. La température locale T est ici un paramètre de l’ajustement.

[Ruuskanen 91]. Parmi les modèles récents sur la production de dileptons thermiques, nous considérerons plus particulièrement ceux de Gallmeister *et al.* [Gallmeister 00] et de Rapp et Shuryak [Rapp 00], tous deux basés sur la dualité des degrés de liberté quark–gluon et hadronique pour la description du rayonnement en paire de leptons.

9.3.1 Le modèle de Gallmeister *et al.*

Gallmeister *et al.* ont paramétré la source thermique par une distribution de Boltzmann dépendant d’une température T_{eff} et d’un facteur de normalisation N_{eff} . Ils ont pu montrer qu’une telle paramétrisation permet de rendre compte aussi bien des résultats dans la région des basses masses de la collaboration CERES que dans la région des masses intermédiaires de NA50. Ceci indiquerait qu’une source thermique commune serait responsable des effets observés dans ces deux expériences. Après intégration sur l’histoire du système, la production de dileptons thermiques peut s’écrire suivant une forme simplifiée de leur modèle :

$$\frac{dN_{\mu\mu}}{dM} \propto \exp\left(-\frac{M_T \cosh(Y)}{T_{eff}}\right)$$

où la température effective T_{eff} du système constitue le seul paramètre du modèle et vaut 170 MeV. M_T et Y sont respectivement la masse transverse et la rapidité de la paire de leptons.

9.3.2 Le modèle de Rapp et Shuryak

Dans le modèle de Rapp et Shuryak, les dileptons thermiques sont émis, à partir de la zone dense de la collision (“fireball”), pendant la phase d’expansion ou de refroidissement de la matière hadronique. Pour un système en équilibre thermique, le taux de production de ces dileptons dépend de la température et de la densité baryonique du système et est gouverné par le corrélateur de courant électromagnétique. Pour des masses supérieures à 1.5 GeV/ c^2 , il a été montré [Li 99] que ce corrélateur peut être décrit de façon duale par

un modèle hadronique ou partonique. De ce fait, la production de dileptons thermiques est calculée à partir du taux d'annihilation $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$:

$$\begin{aligned} \frac{d^8 N_{\mu\mu}}{d^4 x d^4 q} &= \frac{\alpha^2}{4\pi^4} f^B(q_0; T) \sum_{i=u,d,s} (e_i)^2 \\ &= \frac{\alpha^2}{4\pi^4} f^B(q_0; T) \frac{2}{3} \end{aligned} \quad (9.5)$$

$f^B(q_0; T) \sim e^{-\frac{q_0}{T}} \times f$ est le facteur de Bose calculé à l'énergie q_0 et à la température T . Dans la phase plasma, $f = 1.0$ et pour un gaz de hadrons, $f = \exp(4\mu_\pi/T)$ ou μ_π représente le potentiel chimique des pions, dans la mesure où le corrélateur de courant électromagnétique est dominé par l'annihilation πa_1 .

Le taux de production total de dileptons thermiques est obtenu en intégrant la relation 9.5 suivant l'évolution spatio-temporelle du système. L'état initial du système est supposé être un plasma de quarks et de gluons idéal de température initiale T_i . L'expansion hydrodynamique du système est décrite par l'évolution du volume du fireball que l'on considère de géométrie cylindrique :

$$V_F(t) = 2 \left(z_0 + v_z t + \frac{1}{2} a_z t^2 \right) \pi \left(r_0 + \frac{1}{2} a_\perp t^2 \right)^2$$

où r_0 correspond au rayon transverse initial de recouvrement des deux noyaux et les paramètres v_z , a_z et a_\perp sont ajustés aux observations expérimentales de vitesse de flot finale. z_0 est relié à la température initiale. A la température critique T_c , le système est dans une phase mixte : QGP et gaz hadronique. L'entropie du système diminue et celui-ci se transforme progressivement en un gaz de hadrons. Le taux de production de dileptons après intégration sur l'histoire du système est :

$$\frac{dN_{\mu\mu}}{dM} = \frac{2}{3} \frac{\alpha^2}{\pi^3} M \int_0^{t_f} dt V_F(t) \int_0^\infty dq \frac{q^2}{q_0} f^B(q_0; T(t))$$

La figure 9.20 montre l'évolution de la température du système en fonction du temps pour une température initiale $T_i = 192$ MeV et une température critique $T_c = 175$ MeV.

Ce modèle décrit uniquement les collisions Pb–Pb centrales ($b \simeq 1$ fm).

9.3.3 Le Drell–Yan et les dimuons thermiques

Afin de pouvoir comparer ces deux modèles aux données expérimentales, étudions tout d'abord la production relative du processus DRELL–YAN par rapport aux dimuons thermiques. La géométrie du volume de matière chaude correspond dans les modèles, à une collision Pb–Pb centrale de paramètre d'impact $b \simeq 1$ fm. Le taux de production des dimuons du processus DY est obtenu à partir de :

$$\frac{dN}{dM} \Big|_{\text{DY}}^{\text{Pb–Pb}}(b) = T_{\text{Pb–Pb}}(b) K_{\text{DY}} \frac{d\sigma}{dM} \Big|_{\text{DY}}^{\text{p–p}}$$

où la section efficace DY nucléon–nucléon est calculée avec PYTHIA en considérant les fonctions de distribution des partons MRS A et $\sigma_{\text{kT}}^{\text{DY}} = 0.8$ GeV/c. Le facteur K_{DY} utilisé pour rendre compte des effets NLO est $K_{\text{DY}} = 1.8$ pour MRS A [Kluberg 99]. La valeur de la fonction de recouvrement est $T_{\text{Pb–Pb}}(b = 1 \text{ fm}) = 30 \text{ mb}^{-1}$. Le taux de production

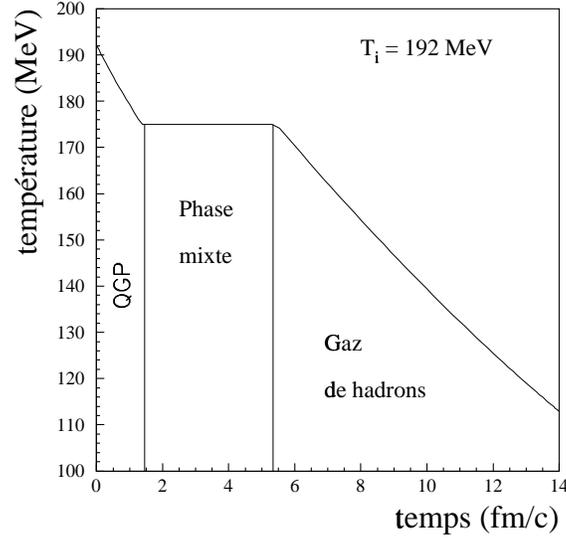


Figure 9.20 – Evolution de la température du fireball en fonction du temps dans le modèle de Rapp et Shuryak.

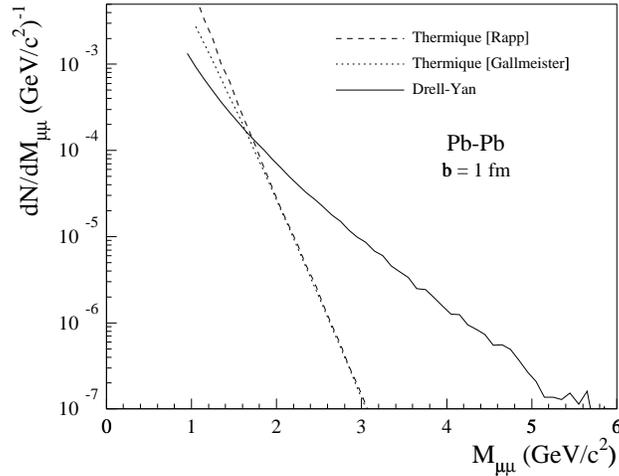


Figure 9.21 – Distribution en masse du processus DY par rapport aux dimuons thermiques dans une collision Pb–Pb de paramètre d’impact $b = 1$ fm (sans aucune coupure cinématique).

de dimuons du processus DY et du signal thermique sans coupure cinématique pour une collision Pb–Pb est représenté sur la figure 9.21 en fonction de la masse des dimuons.

Le signal thermique du modèle de Rapp et Shuryak est calculé à partir d’une température initiale $T_i = 192$ MeV. A $t_f = 14$ fm/c, durée de vie du fireball, la température finale T_f est environ 113 MeV. Pour Gallmeister *et al.*, la production de dimuons thermiques est obtenue pour une valeur de $T_{eff} = 170$ MeV. On constate que la distribution en masse des dimuons thermiques est supérieure à celle du processus DY pour les masses $M_{\mu\mu} < 2.0$ GeV/c². Au-delà, du fait de sa pente plus douce, le DY est dominant. Dans la région des masses intermédiaires (espace de phase de l’analyse), nous sommes ainsi capables de

calculer le rapport de production des dimuons thermiques et de ceux provenant du DY, $\text{TH}/\text{DY}|^{\text{attendu}}$.

9.3.4 Les distributions obtenues

A partir de l'étude précédente, il est possible d'estimer le nombre de dimuons thermiques à partir de la mesure expérimentale du processus DY. Les données expérimentales Pb–Pb correspondant aux collisions les plus centrales (E_T 7) peuvent, ensuite, être comparées aux prédictions de ces modèles.

L'ajustement est effectué en deux étapes. La première, permet de déterminer la normalisation du DY à partir de la région de masse supérieure à $4.2 \text{ GeV}/c^2$. Connaissant sa norme, il est possible de calculer les normes des processus $D\bar{D}$ et thermique à partir des rapports $D\bar{D}/\text{DY}|^{\text{attendu}}$ et $\text{TH}/\text{DY}|^{\text{attendu}}$. Les formes analytiques des processus DY et $D\bar{D}$ sont celles déduites de PYTHIA. Le deuxième ajustement fixe les paramètres des résonances J/ψ et ψ' . La figure 9.22 montre la comparaison entre le spectre de masse expérimental des collisions Pb–Pb les plus centrales (E_T 7) et la superposition des processus DY, $D\bar{D}$ (extrapolé du résultat des collisions p–A) et thermique (modèle de Rapp et Shuryak). La figure 9.23 présente la même comparaison mais pour le modèle de Gallmeister *et al.*.

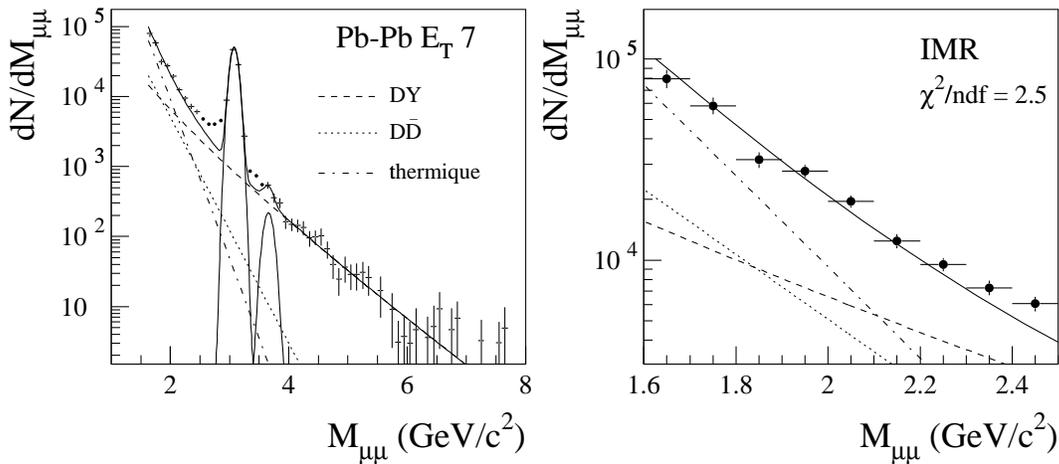


Figure 9.22 – Comparaison entre le spectre de masse expérimental des collisions Pb–Pb (E_T 7) et la somme des sources attendues. Le signal thermique correspond au modèle de Rapp et Shuryak. La partie droite de la figure montre la région des masses intermédiaires plus en détail.

Ces comparaisons montrent que la production de dimuons thermiques, ajoutée aux processus DY et $D\bar{D}$ (attendu), permet de rendre compte raisonnablement bien des données mesurées. Toutefois, la valeur du χ^2 dans la région des masses intermédiaires montre que le détail des données n'est pas parfaitement décrit par la somme des processus DY, $D\bar{D}$ et thermique.

La distribution en impulsion transverse des dimuons IMR est également comparée à la superposition théorique des processus DY, $D\bar{D}$ et thermique. La figure 9.24 présente le résultat pour les collisions Pb–Pb les plus centrales.

La somme des trois processus physiques reproduit, également, de manière satisfaisante le spectre en impulsion transverse des dimuons IMR.

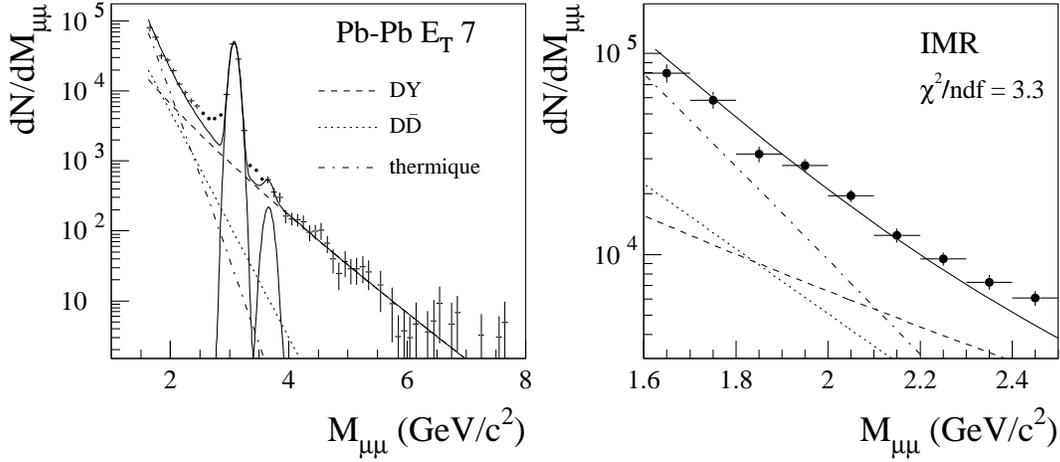


Figure 9.23 – Comparaison entre le spectre de masse expérimental des collisions Pb–Pb (E_T 7) et la somme des sources attendues. Le signal thermique correspond au modèle de Gallmeister *et al.*. La partie droite de la figure montre la région des masses intermédiaires plus en détail.

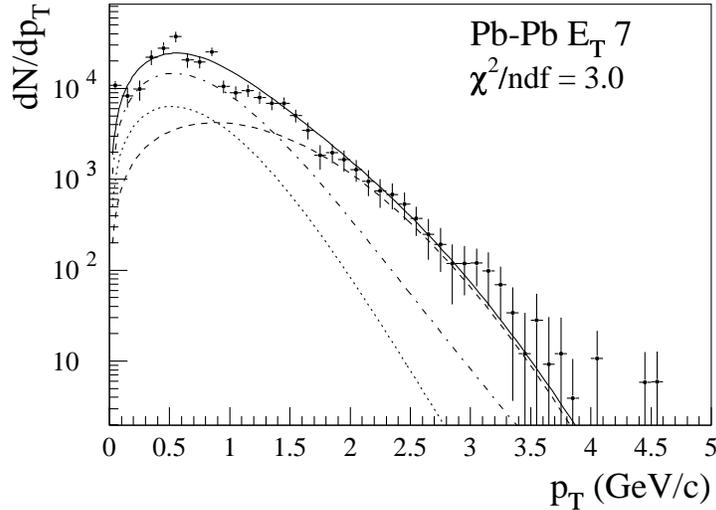


Figure 9.24 – Distribution en impulsion transverse des dimuons IMR comparée à la superposition des processus DY, $D\bar{D}$ et thermique (ligne continue). Les contributions individuelles du DY (tiret), du $D\bar{D}$ (pointillé) et des dimuons thermiques (tiret–point) sont également indiquées.

9.3.5 Un peu plus loin

Le modèle de Rapp et Shuryak n'est valable que pour les collisions centrales. Nous avons toutefois comparé ses prédictions aux différentes tranches de centralité des collisions Pb–Pb. La figure 9.25 montre la comparaison des distributions en masse mesurées avec la somme des processus DY, $D\bar{D}$ et thermique dans la région des masses intermédiaires.

On voit que le modèle reproduit les données mesurées jusqu'aux collisions semi-centrales, $b \simeq 6$ fm (E_T 4) mais qu'il est en désaccord avec les données dans le cas

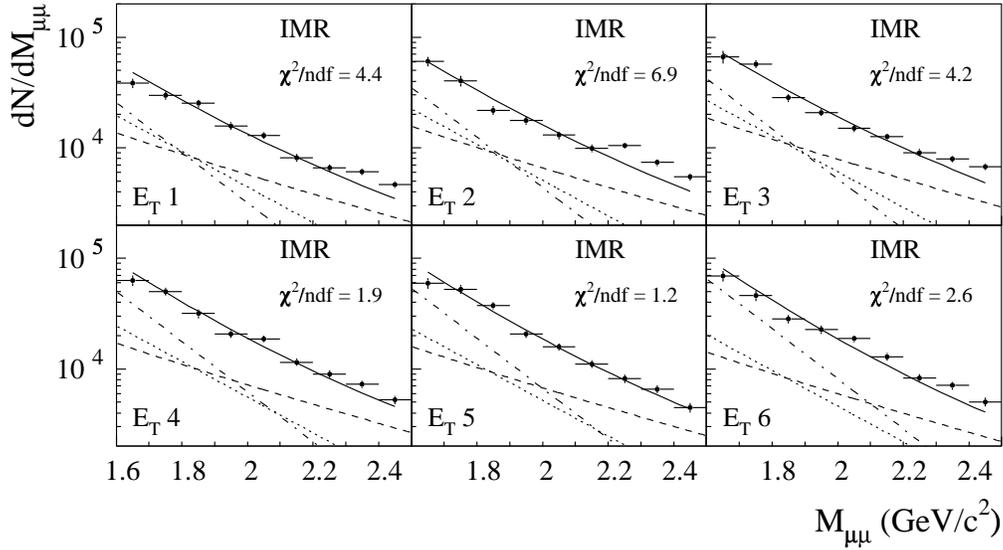


Figure 9.25 – Distribution en masse des dimuons IMR comparée à la superposition des processus DY, $D\bar{D}$ et thermique (ligne continue). Les contributions individuelles du DY (tiret), du $D\bar{D}$ (pointillé) et des dimuons thermiques (tiret–point) sont également indiquées.

des collisions périphériques.

Le signal thermique correspondant au modèle de Rapp et Shuryak dépend en particulier de la température initiale du plasma. La valeur $T_i = 192$ MeV, donnée par Rapp et Shuryak, a été utilisée dans cette étude. Il est cependant possible de changer cette température et d'en étudier les conséquences par comparaison aux données. Cette étude montre qu'une température initiale de $T_i = 253$ MeV permet de rendre compte particulièrement bien des données Pb–Pb (E_T 7) comme on peut le voir sur la figure 9.26.

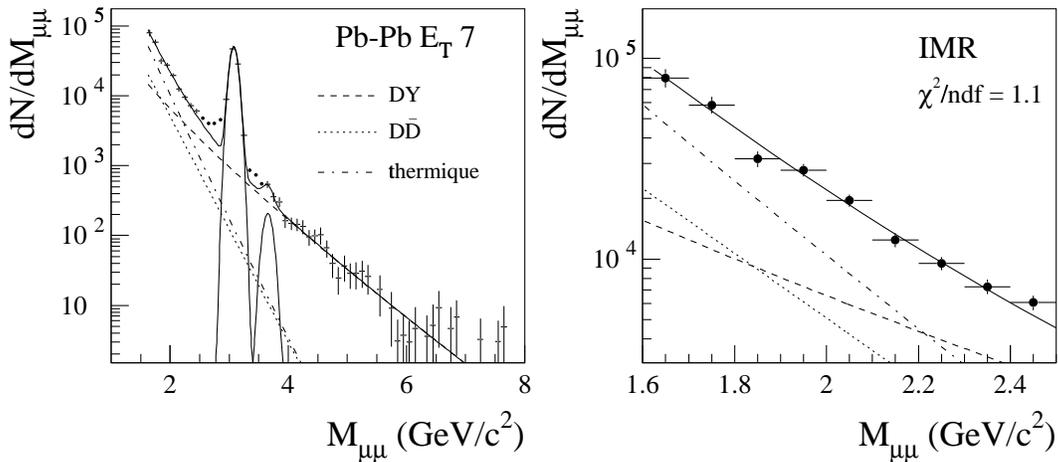


Figure 9.26 – Comparaison entre le spectre de masse expérimental des collisions Pb–Pb (E_T 7) et la somme des sources attendues. Le signal thermique correspond au modèle de Rapp et Shuryak avec $T_i = 253$ MeV.

Toutefois, la normalisation des dimuons thermiques doit être, dans ce cas, laissée libre sinon celle calculée par le modèle est trop importante et les données sont systématiquement au-dessous de la superposition des processus DY, $D\bar{D}$ et thermique dans la région des masses intermédiaires. La forme des dimuons thermiques est dans ce cas, très proche de la paramétrisation analytique du processus $D\bar{D}$.

Deux modèles récents de production de dimuons thermiques ont été présentés et comparés aux données. Nous avons montré que tous deux permettent de les reproduire de façon satisfaisante.

9.4 Les autres interprétations

Les trois modèles théoriques exposés ci-dessus, ne sont pas les seuls à tenter d'expliquer l'excès de dimuons dans la région des masses intermédiaires. Ci-après, nous présentons brièvement d'autres interprétations possibles.

9.4.1 Les interactions hadron-hadron secondaires

Li et Gale [Li 98], ont tenu compte, dans le cadre d'un modèle de transport, des dileptons provenant des interactions hadron-hadron secondaires dans les collisions noyau-noyau. Les processus suivant ont été inclus : $\pi\pi$, $\pi\rho$, πa_1 , $\pi\omega$, $K\bar{K}$, $K\bar{K}^* \rightarrow l\bar{l}$. Parmi toutes ces réactions, $\pi a_1 \rightarrow l\bar{l}$ est la plus importante. Après avoir calculé la section efficace et le facteur de forme des différents processus, le spectre de masse des dileptons obtenu est comparé aux résultats S-W de l'expérience HELIOS/3. Pour reproduire le spectre à basse masse ($< 1 \text{ GeV}/c^2$), les auteurs doivent tenir compte de la modification des résonances dans le milieu. Mais si la partie basse masse est bien reproduite, la région des masses intermédiaires est sous-estimée.

9.4.2 La désintégration de la résonance η_c

Anishetty et Basu [Anishetty 00] considèrent que le taux de production de dimuons mesuré dans la région des masses intermédiaires par l'expérience NA50 peut être expliqué par la formation de la résonance η_c ($J^\pi = 0^-$). Comme le méson η_c diffère du J/ψ uniquement par son spin, le taux de production du η_c est égal au tiers de celui du J/ψ . Le η_c se désintègre principalement en hadrons légers mais également avec un taux faible suivant $\gamma\mu^+\mu^-$, rendant ainsi possible sa détection en dimuons. Les auteurs montrent que les données IMR expérimentales des collisions S-U et Pb-Pb périphériques sont relativement bien reproduites par la superposition DY, $D\bar{D}$ et η_c . Par contre, pour les collisions Pb-Pb centrales, le modèle sous-estime d'environ 80% les données. Pour comparer cette analyse avec les spectres obtenus dans cette thèse, nous avons refait leurs calculs en utilisant la relation donnant la contribution de la résonance η_c au spectre de masse dimuons suivante [Anishetty 00] (pour $M^2 < M_\eta^2$) :

$$\frac{dN}{dM} = \frac{1}{3} N_\psi \frac{1}{60} \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_c^2}{M_\psi^2} \left[\frac{M_\eta^2}{M^2} - 1 \right] \times \frac{\left| \int_0^1 \frac{dx}{x} \ln \frac{m_c^2 - x(1-x)M_\eta^2}{m_c^2 - x(1-x)M^2} \right|^2}{\left| \int_0^1 dx x(1-x) \ln \frac{m_c^2 - x(1-x)M_\psi^2}{\Lambda^2} \right|^2}$$

où m_c est la masse du quark charmé et M_η et M_ψ sont les masses respectives des mésons η_c et J/ψ . $\Lambda = 0.85 \text{ GeV}/c^2$ est un paramètre permettant de renormaliser les divergences logarithmiques. N_ψ est le nombre de dimuons provenant de la résonance J/ψ , évalué pour chaque tranche de centralité. La figure 9.27 montre la comparaison entre les spectres en masse expérimentaux pour les collisions S–U (gauche) et Pb–Pb (droite) avec la superposition des processus DY et D \bar{D} (attendu) et des résonances η_c , J/ψ et ψ' .

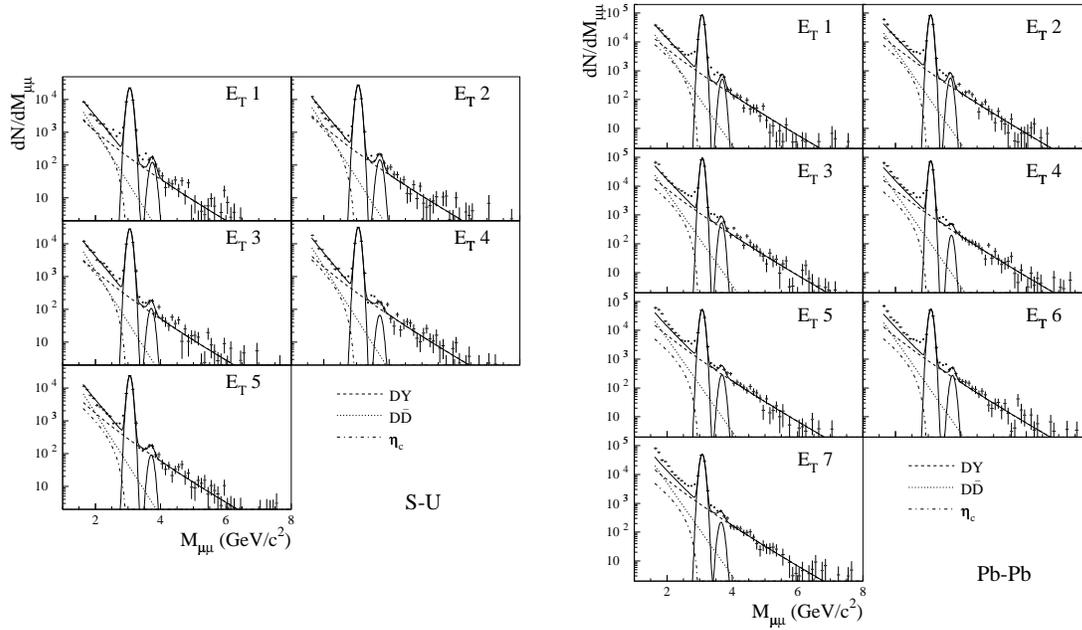


Figure 9.27 – Ajustement des spectres en masse des dimuons pour les collisions S–U (gauche) et Pb–Pb (droite) incluant la production du η_c .

On constate que si le modèle reproduit relativement bien les spectres S–U et Pb–Pb très périphériques, il n’en est pas de même pour les distributions Pb–Pb centrales. Pour quantifier l’écart entre les données et la somme des contributions attendues, nous représentons figure 9.28 le rapport D/S défini, comme au chapitre 8, par le rapport du nombre de dimuons des données et de celui de la somme des sources attendues (DY + D \bar{D} + η_c) pour la région de masse $1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$. Une explication de ce désaccord pourrait, selon les auteurs, être dû à la présence d’un nouveau processus lié à la formation du plasma de quarks et de gluons.

9.4.3 La production de Drell–Yan secondaire

L’excès étant évalué par rapport au processus DY, il est possible que ce dernier soit sous-estimé. Cette possibilité a été analysée par Spieles *et al.* [Spieles 98]. Ils ont étudié la production de DRELL–YAN secondaire dans les collisions nucléaires aux énergies du SPS. Les événements DY secondaires sont créés par les interactions entre eux des hadrons produits lors des collisions nucléon–nucléon primaires. Le modèle de transport hadronique UrQMD [Bleicher 99] permet d’obtenir le spectre réaliste des hadrons secondaires produits dans une collision noyau–noyau. La production du processus DY est ensuite calculée en sommant toutes les collisions hadron–hadron possibles, pondérée par l’inverse de la section efficace hadron–hadron totale. Si on considère uniquement les interactions entre les hadrons complètement formés (temps de formation $\tau_F = 1 \text{ fm}/c$), le taux de dimuons

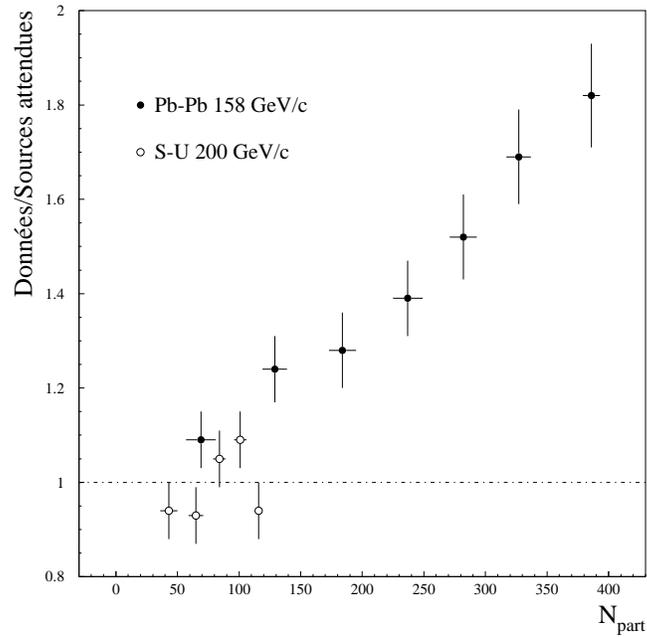


Figure 9.28 – Rapport du nombre de dimuons IMR présent dans les données et la somme des sources attendues ($DY + D\bar{D} + \eta_c$) en fonction du nombre de participants.

provenant du DY secondaire est négligeable pour les interactions p–W ($\sim 5\%$). Par contre, pour les collisions S–U et Pb–Pb, la contribution des dimuons du DY secondaire n’est plus négligeable pour des masses autour de $1.5 \text{ GeV}/c^2$. Les calculs montrent que la production de DY augmente de $\sim 25\%$ et $\sim 45\%$ pour les collisions S–U et Pb–Pb respectivement. Toutefois, cette augmentation de DY n’est pas suffisante pour rendre compte entièrement de l’excès observé.

9.4.4 Les modèles statistiques

Ces modèles font l’hypothèse qu’un plasma de quarks et de gluons a été formé dans les premiers instants de la collision. Gaździcki et Gorenstein [Gaździcki 99] supposent que les mésons à charme ouvert, D et \bar{D} , ainsi que ceux à charme caché (J/ψ , ...) sont créés au moment de l’hadronisation. Par contre, pour Gorenstein *et al.* [Gorenstein 00] et Braun–Munzinger et Stachel [Braun–Munzinger 00], les quarks c et \bar{c} sont produits dans les premiers instants de la collision, avant formation du QGP, et se transforment au moment de l’hadronisation en D, \bar{D} , J/ψ suivant le modèle statistique qui permet de reproduire les rapports de production des hadrons [Braun–Munzinger 99]. Les prédictions de ces deux types de modèles varient d’un facteur 10 sur la valeur de la multiplicité des paires $c\bar{c}$. Il est difficile de comparer les prédictions théoriques à la valeur expérimentale dû fait de l’espace de phase limité de l’expérience. Il faudrait pour cela connaître les distributions prévues par ces modèles dans les différentes variables cinématiques des mésons charmés.

Dans ce chapitre, plusieurs modèles théoriques ont été présentés et comparés aux données noyau–noyau. En particulier, nous avons montré que le modèle basé sur la diffusion des mésons D et \bar{D} dans l’état final, élaboré par Lin et Wang, ne reproduit pas les

distributions expérimentales en masse et impulsion transverse. Finalement, cette étude nous a permis de trouver deux explications possibles de l'excès de dimuons IMR dans les collisions d'ions lourds. Une première interprétation fait appel à une augmentation de la production de charme. Cet accroissement est linéaire avec le nombre de nucléons participants et atteint un facteur ~ 3 dans l'espace de phase d'analyse dans les interactions Pb–Pb les plus centrales. L'excès peut également être interprété par la radiation de dileptons thermiques par la matière chaude créée lors des collisions noyau–noyau. Les deux modèles de production de dimuons thermiques, présentés et comparés aux données, permettent de reproduire de façon raisonnable les distributions expérimentales Pb–Pb centrales. Pour distinguer entre ces deux explications, augmentation de la production de charme ou dimuons thermiques, des mesures plus précises de la production de dileptons sont nécessaires.

Une nouvelle expérience, NA60 [NA60], se propose de réaliser ce programme. Elle a été approuvée au CERN en novembre 2000 et doit permettre l'étude de la production de dimuons de façon systématique et précise dans les collisions proton–noyau et noyau–noyau. La précision de la mesure permettra de séparer les dimuons directs de ceux issus de la désintégration des mésons charmés (D et \bar{D}). L'idée de base de NA60 est de disposer dans la région cible du spectromètre de l'expérience NA50 un ensemble de détecteurs pixels de haute granularité, permettant ainsi d'accéder aux traces des muons avant leur passage dans l'absorbeur (voir chapitre 2). Pour la première fois, une mesure directe de la production des mésons charmés dans les collisions d'ions lourds sera possible. La sélection des événements pour lesquels les muons ont de très petits offsets (distance entre le point d'impact de la collision et le point d'émission du muon) rendra possible l'étude des dimuons directs et en particulier la détection d'éventuels dimuons thermiques. Si elle était mise en évidence, elle constituerait une confirmation importante, indépendante et complémentaire des conclusions de NA50 sur la production de matière déconfinée au SPS.

Conclusion

L'étude de la production des dimuons de la région des masses intermédiaires (IMR), particulièrement intéressante dans le cadre de la formation d'un plasma de quarks et de gluons, a été présentée dans cette thèse. En effet, les dimuons thermiques, signature directe du plasma, doivent s'y manifester.

Les résultats obtenus dans ce travail nous ont permis de montrer que les distributions cinématiques des dimuons ($M_{\mu\mu}$, p_T , Y_{cm} et $\cos(\theta_{cs})$) dans la région $1.6 < M_{\mu\mu} < 2.5$ GeV/ c^2 des collisions proton-noyau sont bien reproduites, après soustraction du bruit de fond et prise en compte des effets d'appareillage par une méthode quadri-dimensionnelle, par la superposition des processus physiques DRELL-YAN (DY) et désintégration des mésons charmés (D \bar{D}). L'étude de la production des dimuons IMR dans les collisions noyau-noyau (S-U et Pb-Pb) montre un excès par rapport à l'extrapolation linéaire avec le nombre de masse des noyaux des résultats p-A. Cet excès, $\sim 50\%$ pour les collisions S-U centrales et $\sim 110\%$ pour les interactions Pb-Pb centrales, croît quadratiquement avec le nombre de nucléons participants à la collision. Nous avons montré que cet excès est plus important pour de faibles masses (entre 1.6 et 1.9 GeV/ c^2), de petites impulsions transverses ($0.1 < p_T < 0.8$ GeV/ c) et pour les rapidités centrales ($0.2 < Y_{cm} < 0.4$). De plus, l'excès observé ne peut pas être, du moins dans sa totalité, relié à une mauvaise prise en compte du bruit de fond.

La comparaison des modèles théoriques aux données expérimentales permet de proposer les conclusions suivantes :

- le modèle basé sur la diffusion des mésons D et \bar{D} dans l'état final, élaboré par Lin et Wang, ne permet pas d'expliquer l'excès de dimuons IMR des collisions noyau-noyau. En effet, les distributions expérimentales en masse et impulsion transverse ne sont pas reproduites par ce modèle ;
- la production de dimuons par interactions hadron-hadron secondaire, la désintégration de la résonance η_c et la production de DRELL-YAN secondaire, ne peuvent pas, à eux seuls, expliquer l'origine de l'excès ;
- cette étude montre finalement deux explications possibles de l'excès observé. Celui-ci peut être reproduit par une augmentation linéaire avec la centralité des collisions de la production de charme. Cet accroissement atteint un facteur ~ 3 dans l'espace de phase accessible à cette analyse dans les interactions Pb-Pb les plus centrales. La deuxième interprétation de cette augmentation de dimuons IMR peut être la production de dimuons thermiques par la matière chaude créée lors des collisions noyau-noyau.

Une nouvelle expérience est donc nécessaire pour distinguer entre ces deux explica-

tions. C'est ce que propose de faire l'expérience NA60, récemment approuvée au CERN, par une mesure précise du point d'émission des dimuons.

Le modèle de Glauber

Le modèle de diffusions multiples de Glauber [Glauber 55] permet de calculer certaines grandeurs caractéristiques d'une collision de paramètre d'impact \mathbf{b} entre un noyau A et un noyau B. Par convention, les lettres en caractère gras représentent des vecteurs. La géométrie de l'interaction suivant le plan longitudinal et dans le plan transverse à l'axe de la collision, z , est représentée sur la figure A.1.

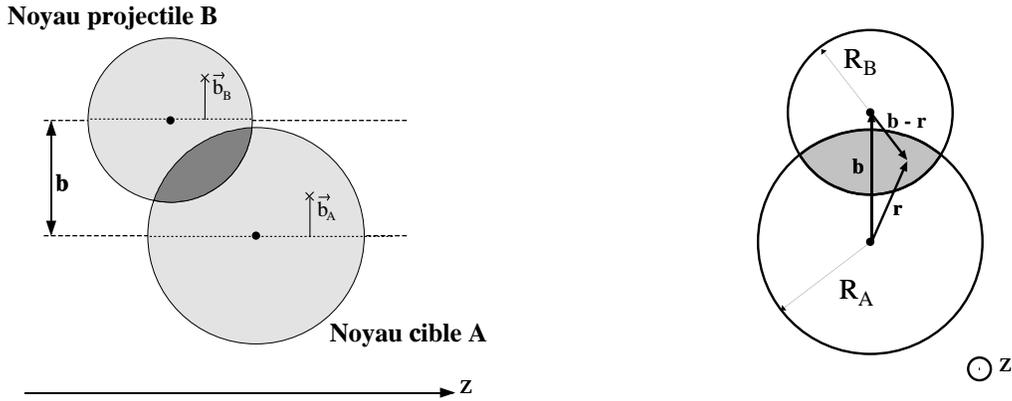


Figure A.1 – Représentation schématique d'une collision de paramètre d'impact \mathbf{b} entre deux noyaux A et B.

La fonction d'épaisseur dans le plan transverse pour le noyau A est définie par :

$$T_A(\mathbf{b}_A) = \int \rho_A(\mathbf{b}_A, z) dz \quad (\text{A.1})$$

où $\rho_A(\mathbf{b}_A, z)$ représente la densité nucléaire en un point longitudinal z et à un paramètre d'impact \mathbf{b}_A .

$T_A(\mathbf{b}_A)$ est normalisée de la façon suivante :

$$\int T_A(\mathbf{b}_A) d\mathbf{b} = \int 2\pi b_A db_A T_A(b_A) = 1$$

La fonction d'épaisseur $T_B(\mathbf{b}_B)$ pour le noyau B est construite de façon similaire :

$$T_B(\mathbf{b}_B) = \int \rho_B(\mathbf{b}_B, z) dz \quad (\text{A.2})$$

La densité nucléaire des noyaux est paramétrée par la fonction de Woods–Saxon suivante :

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{\rho_A}{1 + \exp\left(\frac{r-R_a}{a}\right)}$$

où R_a et a sont les paramètres de rayon et d'épaisseur du noyau A dont les valeurs sont tabulées dans la référence [Jager 74] et ρ_A est tel que $\int \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 1$.

La fonction de recouvrement des deux noyaux correspondante est calculée comme suit :

$$T_{AB}(\mathbf{b}) = \int T_A(\mathbf{r}) T_B(\mathbf{b} - \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (\text{A.3})$$

Les équations A.1 et A.2 impliquent que la fonction de recouvrement T_{AB} intégrée sur le paramètre d'impact est égale à l'unité :

$$\int T_{AB}(\mathbf{b}) d\mathbf{b} = 1$$

La dépendance de T_{AB} avec le paramètre d'impact pour une collision Pb–Pb est montrée figure A.2.

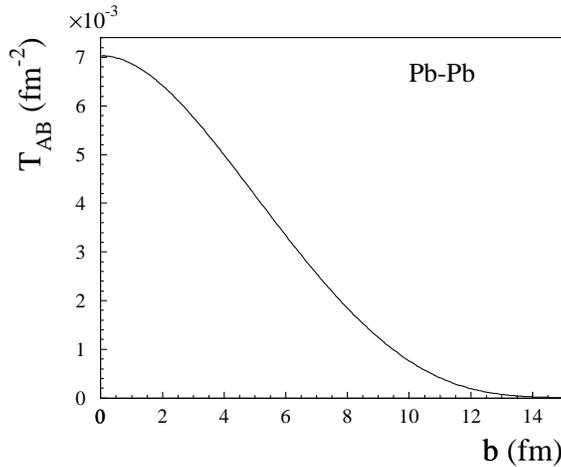


Figure A.2 – Fonction de recouvrement T_{AB} en fonction du paramètre d'impact b pour une collision Pb–Pb

Pour des noyaux non déformés et non orientés, les fonctions d'épaisseur et de recouvrement ne dépendent pas de l'orientation de \mathbf{b} et par conséquent, $T_i(\mathbf{r}) = T_i(r)$ et $T_{AB}(\mathbf{b}) = T_{AB}(b)$.

La probabilité pour que n collisions inélastiques nucléon–nucléon aient lieu à un paramètre d'impact b est égale à :

$$P(n, b) = \binom{AB}{n} (T_{AB}(b) \sigma_{NN})^n (1 - T_{AB}(b) \sigma_{NN})^{AB-n} \quad (\text{A.4})$$

où le premier terme représente le nombre de combinaisons de n collisions nucléon–nucléon parmi les $A \times B$ possibles, le deuxième terme donne la probabilité d’avoir exactement n collisions et le dernier facteur donne la probabilité de ne pas avoir $(AB - n)$ collisions. σ_{NN} est la section efficace inélastique nucléon–nucléon. Elle est approximativement égale à 32 mb et varie peu avec l’énergie.

La section efficace de production d’événements inélastiques sans conditions (“minimum–bias”) dans une collision A–B à un paramètre d’impact b s’obtient en sommant l’équation A.4 sur l’ensemble des collisions :

$$\left. \frac{d\sigma}{db} \right|_{MB}^{AB} = \sum_{n=1}^{A \times B} P(n, b) = 1 - [1 - T_{AB}(b) \sigma_{NN}]^{AB} \quad (\text{A.5})$$

La probabilité d’avoir n collisions baryon–baryon, donnée par l’équation A.4, permet également d’estimer le nombre moyen de collisions nucléon–nucléon à un paramètre d’impact b donné [Wong 94] :

$$N_{\text{coll}}(b) = \sum_{n=1}^{A \times B} n P(n, b) = A B T_{AB}(b) \sigma_{NN} \quad (\text{A.6})$$

Dans ce travail, la centralité des collisions est estimée à partir du spectre en énergie transverse, E_T , mesurée par le calorimètre électromagnétique. Il est donc nécessaire de bien comprendre cette production d’énergie transverse et sa relation avec le paramètre d’impact. Cette dernière peut être exprimée en terme de nucléons “participants”, N_{part} , [Bialas 76] (“wounded nucleons”). On définit comme participants tous les nucléons qui entrent en collision au moins une fois pendant la collision. Le nombre de nucléons participants au paramètre d’impact b est défini comme [Blaizot 96] :

$$N_{\text{part}}(b) = \int n_{\text{part}}(b, \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (\text{A.7})$$

où la densité de participants n_{part} s’exprime de la façon suivante :

$$n_{\text{part}}(b, \mathbf{r}) = A T_A(r) \left\{ 1 - [1 - \sigma_{NN} T_B(b - r)]^B \right\} + B T_B(b - r) \left\{ 1 - [1 - \sigma_{NN} T_A(r)]^A \right\}$$

Les figures A.3 et A.4 illustrent respectivement les variations de n_{part} dans le plan transverse et la dépendance du nombre de nucléons participants N_{part} avec le paramètre d’impact pour une collision Pb–Pb.

Afin de déterminer la corrélation entre l’énergie transverse et le paramètre d’impact, nous définissons la fonction $p(E_T, b)$ comme étant la probabilité de produire une énergie transverse E_T à un paramètre d’impact b donné. Celle-ci est paramétrée par une forme gaussienne de moyenne $\epsilon \times N_{\text{part}}(b)$ et de variance $\omega \times \epsilon^2 \times N_{\text{part}}(b)$:

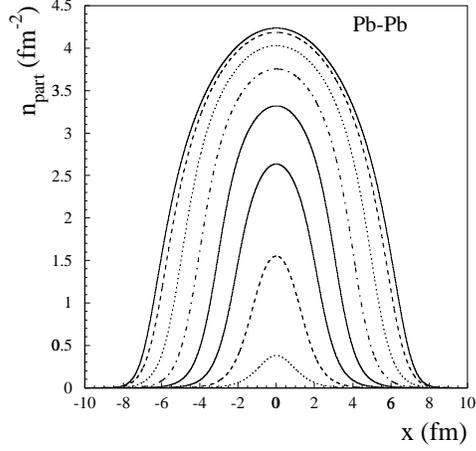


Figure A.3 – Densité de participants n_{part} dans le plan transverse à la réaction pour différentes valeurs du paramètre d’impact ($b = 0, 2, 4 \dots$ fm).

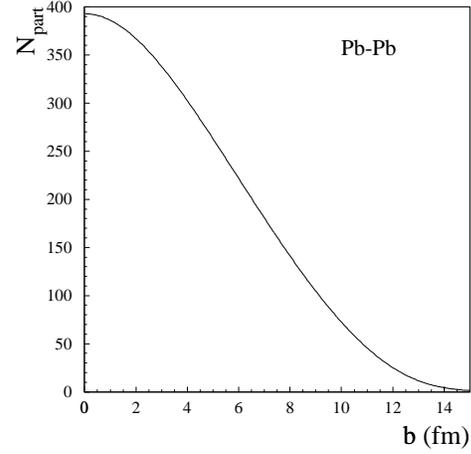


Figure A.4 – Nombre de nucléons participants en fonction du paramètre d’impact b pour une collision Pb–Pb.

$$p(E_T, b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega\epsilon^2 N_{\text{part}}(b)}} \exp\left(-\frac{(E_T - \epsilon N_{\text{part}}(b))^2}{2\omega\epsilon^2 N_{\text{part}}(b)}\right)$$

où ω et ϵ sont deux paramètres ajustables. La variable ϵ représente l’énergie transverse mesurée en moyenne pour chaque collision nucléon–nucléon, et ω traduit la fluctuation de ϵN_{part} .

Ces deux paramètres ω et ϵ dépendent du calorimètre électromagnétique de l’expérience. Ils sont déterminés par l’ajustement de la distribution en énergie transverse des événements “minimum–bias”. Dans ce cas, la distribution est ajustée par la relation :

$$\mathcal{F}^{\text{MB}}(E_T) \propto \int \left(1 - [1 - T_{\text{AB}}(b) \sigma_{\text{NN}}]^{AB}\right) p(E_T, b) db$$

L’ajustement du spectre en énergie transverse des événements “minimum–bias” des collisions Pb–Pb est représenté sur la figure A.5. Les paramètres ω et ϵ issus de la minimisation sont : $\omega = 2.43 \pm 0.03$ et $\epsilon \sim 0.29$ GeV avec $\sigma_{\text{NN}} = 32$ mb.

La corrélation E_T – b correspondante est montrée sur la figure A.6.

A partir de cette corrélation, il est possible de calculer le paramètre d’impact moyen correspondant aux tranches d’énergie transverse utilisées pour l’analyse des collisions S–U et Pb–Pb et donc les valeurs de N_{coll} et N_{part} associées à l’aide des relations A.6 et A.7.

La longueur moyenne de matière nucléaire effective, L , définie schématiquement sur la figure A.7 traversée par une paire de muons, permet également de quantifier la centralité des collisions. Elle est définie comme $L = \frac{1}{2}(L_A + L_B)$ où L_A et L_B représentent respectivement les longueurs de la zone d’interaction pour les noyaux A et B au paramètre d’impact b . L est calculée par la relation suivante pour les collisions A–B :

$$L(b) = \frac{\frac{1}{\rho_0} \int d\mathbf{r} T_A(r) T_B(b-r) \frac{(A-1) T_A(r) + (B-1) T_B(b-r)}{2}}{\int d\mathbf{r} T_A(r) T_B(b-r)}$$

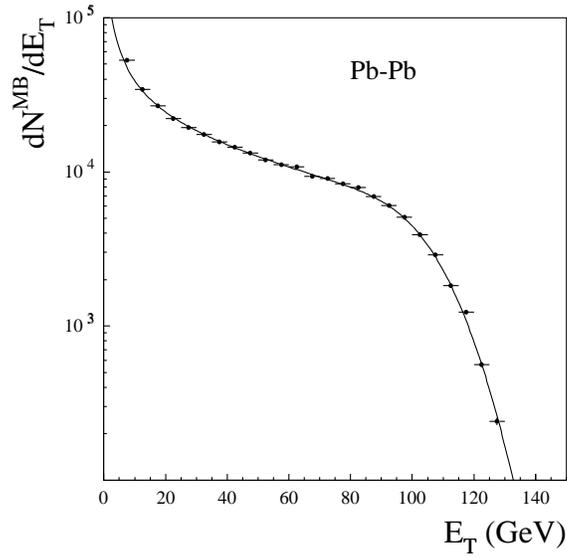


Figure A.5 – Ajustement de la distribution en énergie transverse associée aux événements de bias minimum

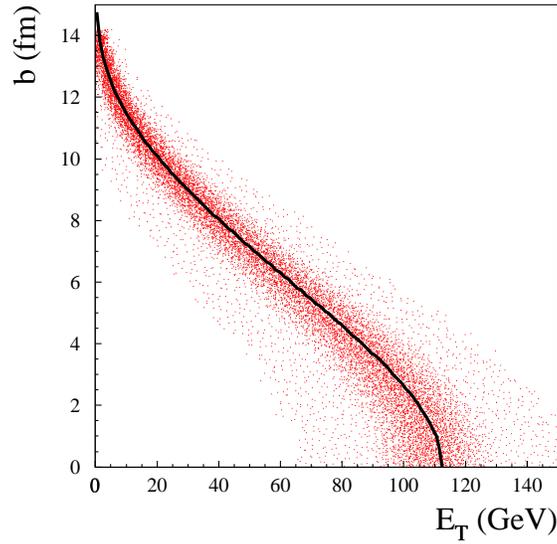


Figure A.6 – Corrélation E_T - b pour les collisions Pb-Pb.

ρ_0 est la densité nucléaire moyenne ($\rho_0 = 0.17$ nucléon/fm³). Pour les collisions p-A, la relation ci-dessus s'écrit :

$$L(b) = \frac{1}{\rho_0} \frac{\int d\mathbf{r} \frac{(A-1)}{2} T_A^2(r)}{\int d\mathbf{r} T_A(r)}$$

La figure A.8 montre l'évolution de la longueur moyenne L en fonction du paramètre

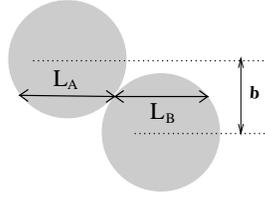


Figure A.7 – Longueur moyenne effective de matière nucléaire, $L = \frac{1}{2}(L_A + L_B)$, vue par une paire de muons à un paramètre d'impact \mathbf{b} donné.

d'impact b pour une collision Pb–Pb.

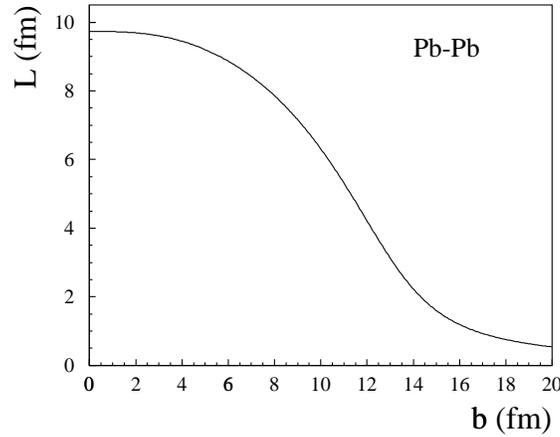


Figure A.8 – Longueur moyenne L en fonction du paramètre d'impact b pour une collision Pb–Pb.

Le tableau A.1 rassemble les valeurs de N_{coll} , N_{part} et L correspondant aux différentes tranches en énergie transverse des données S–U, Pb–Pb.

Système	E_T (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)	b (fm)	N_{coll}	N_{part}	L (fm)
S–U (1)	13. – 34.	25.4 ± 2.5	7.3	$52. \pm 5.$	$43. \pm 7.$	5.06 ± 0.47
S–U (2)	34. – 50.	42.2 ± 3.2	6.0	$85. \pm 6.$	$65. \pm 6.$	6.01 ± 0.45
S–U (3)	50. – 64.	57.2 ± 3.8	4.8	$120. \pm 7.$	$84. \pm 5.$	6.72 ± 0.41
S–U (4)	64. – 77.	70.6 ± 4.2	3.6	$150. \pm 8.$	$101. \pm 5.$	7.28 ± 0.40
S–U (5)	77. – 88.	82.1 ± 4.5	2.1	$178. \pm 7.$	$116. \pm 3.$	7.64 ± 0.32
Pb–Pb (1)	5. – 27.	19.0 ± 3.2	10.15	$99. \pm 9.$	$69. \pm 12.$	6.10 ± 0.81
Pb–Pb (2)	27. – 43.	36.0 ± 4.8	8.35	$227. \pm 12.$	$129. \pm 10.$	7.58 ± 0.42
Pb–Pb (3)	43. – 60.	52.0 ± 5.8	6.95	$361. \pm 12.$	$184. \pm 11.$	8.41 ± 0.28
Pb–Pb (4)	60. – 74.	67.0 ± 6.5	5.65	$505. \pm 15.$	$237. \pm 12.$	8.97 ± 0.28
Pb–Pb (5)	74. – 86.	80.0 ± 7.2	4.55	$632. \pm 19.$	$282. \pm 11.$	9.31 ± 0.28
Pb–Pb (6)	86. – 100.	93.0 ± 7.7	3.35	$765. \pm 17.$	$327. \pm 10.$	9.55 ± 0.22
Pb–Pb (7)	100. – 140.	110.0 ± 8.4	1.0	$952. \pm 16.$	$386. \pm 7.$	9.72 ± 0.17

Tableau A.1 – Valeurs de N_{coll} , N_{part} et L pour les données S–U et Pb–Pb.

Le tableau A.2 donne les valeurs de N_{part} et L correspondant aux différents systèmes p-A étudiés.

Système	$\langle b \rangle$ (fm)	N_{part}	L (fm)
p-Al	2.24	$3. \pm 1.$	1.89
p-Cu	2.97	$3. \pm 1.$	2.62
p-Ag	3.56	$4. \pm 2.$	3.00
p-W	4.25	$5. \pm 2.$	3.94

Tableau A.2 – Valeurs de N_{part} et L pour les données p-A.

Bibliographie

Introduction.

- [Applegate 91] J.H. Applegate, Nucl.Phys. **A527** (1991) 195c.
- [Collins 75] J.C. Collins and M.J. Perry, Phys.Rev.Lett. **34** (1975) 1353.
- [Fukigita 86] M. Fukigita and A. Ukawa, Phys.Rev.Lett. **57** (1986) 503.
S. Gottlieb *et al.*, Phys.Rev **D35** (1987) 3972.
- [Kajantie 86] K. Kajantie *et al.*, Phys.Rev. **D34** (1986) 811.
K. Kajantie *et al.*, Phys.Rev. **D34** (1986) 2746.
K. Kajantie, Nucl.Phys. **A461** (1987) 225c.
- [Kislinger 76] M.B. Kislinger and P.D. Morley, Phys.Rev. **D13** (1976) 2765.
- [Ruuskanen 91] P.V. Ruuskanen, Nucl.Phys. **A525** (1991) 255c.
P.V. Ruuskanen, Nucl.Phys. **A544** (1992) 169c.
- [Shuryak 78] E.V. Shuryak, Phys.Lett. **B78** (1978) 150.
E.V. Shuryak, Sov.J.Nucl.Phys. **28** (1978) 408.
- [Shuryak 80] E.V. Shuryak, Phys.Rep. **61** (1980) 71.

Chapitre 1.

- [Abreu 97] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys.Lett. **B410** (1997) 337.
- [Abreu 00a] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys.Lett. **B477** (2000) 28.
- [Abreu 00b] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Eur.Phys.J. **C14** (2000) 443.
- [Agakichiev 99] G. Agakichiev *et al.* (CERES Coll.), Nucl.Phys. **A661** (1999) 23c.
- [Aggarwal 00] M.M. Aggarwal *et al.* (WA98 Coll.), Phys.Rev.Lett. **85** (2000) 3595.
- [Aguilar 84] M. Aguilar-Benitez *et al.* (LEBC-EHS Coll.),
Phys.Lett. **B135** (1984) 237.
- [Aguilar 86] M. Aguilar-Benitez *et al.* (LEBC-EHS Coll.),
Z.Phys. **C31** (1986) 491.
- [Aguilar 88] M. Aguilar-Benitez *et al.* (LEBC-EHS Coll.),
Z.Phys. **C40** (1988) 321.
- [Alde 90] D.M. Alde *et al.* (E772 Coll.), Phys.Rev.Lett. **64** (1990) 2479.

- [Alde 91] D.M. Alde *et al.* (E772 Coll.), Phys.Rev.Lett. **66** (1991) 2285.
- [Alves 93] G.A. Alves *et al.* (E769 Coll.), Phys.Rev.Lett. **70** (1993) 722.
- [Alves 96] G.A. Alves *et al.* (E769 Coll.), Phys.Rev.Lett. **77** (1996) 2388.
- [Angelis 00] A.L.S. Angelis *et al.* (HELIOS/3 Coll.), Eur.Phys.J. **C13** (2000) 433.
- [Ammar 88] R. Ammar *et al.* (E743 Coll.), Phys.Rev.Lett. **61** (1988) 2185.
- [Antinori 99] F. Antinori *et al.* (WA97 Coll.), Phys.Lett. **B449** (1999) 401.
- [Aoki 99] S. Aoki *et al.* (JLQCD Coll.), Nucl.Phys.Proc.Suppl. **73** (1999) 459.
- [Appel 92] J.A. Appel, Annu.Rev.Nucl.Part.Sci. **42** (1992) 367.
- [Astruc 97] J. Astruc, Thèse, Université Paris–Sud (1997).
- [Barlag 88] S. Barlag *et al.* (ACCMOR Coll.), Z.Phys. **C39** (1988) 451.
- [Bass 99] S.A. Bass, M. Gyulassy, H. Stöcker and W. Greiner, J.Phys. **G25** (1999) R1–R57.
- [Bernard 97] C. Bernard *et al.*, Phys.Rev. **D55** (1997) 6861.
- [Bjorken 83] J.D. Bjorken, Phys.Rev. **D27** (1983) 140.
- [Blaizot 00] J.P. Blaizot, P.M. Dinh and J.Y. Ollitrault, nucl–th/0007020 (2000).
- [Braun–Munzinger 98] P. Braun–Munzinger *et al.*, Eur.Phys.J **C1** (1998) 123.
- [Brown 91] G.E. Brown and M. Rho, Phys.Rev.Lett. **66** (1991) 2720.
- [Capella 00] A. Capella, E.G. Ferreira and A.B. Kaidalov, Phys.Rev.Lett. **85** (2000) 2080.
- [Chanfray 96] G. Chanfray, R. Rapp and J. Wambach, Phys.Rev.Lett. **76** (1996) 368.
- [Chodos 74] A. Chodos *et al.*, Phys.Rev. **D9** (1974) 3471.
- [Creutz 83] M. Creutz, *Quarks, Gluons and Lattices*, Cambridge University Press, 1983.
- [Detar 83] C.D. Detar *et al.*, Ann.Rev.Nucl. and Part.Sci. **33** (1983) 235.
- [DY 70] S.D. Drell and T.M. Yan, Phys.Rev.Lett. **25** (1970) 316.
- [Eichten 80] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K.D. Lane and T.M. Yan, Phys.Rev. **D21** (1980) 203.
- [EKS 99] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen and C.A. Salgado, Eur.Phys.J. **C9** (1999) 61.
- [Gavai 95] R.V. Gavai *et al.*, Int.J.Mod.Phys. **A10** (1995) 2999.
- [Geiss 99] J. Geiss *et al.*, Phys.Lett. **B447** (1999) 31.
- [Groom 00] D.E. Groom *et al.*, The European Physical Journal **C15** (2000) 1.
- [Heinz 00] U. Heinz and M. Jacobs, nucl–th/0002042 (2000).
- [Hüfner 00] J. Hüfner, Y.B. He and B.Z. Kopeliovich, Eur.Phys.J. **A7** (2000) 239.
- [Kahana 99] D.E. Kahana and S.H. Kahana, Prog.Part.Nucl.Phys. **42** (1999) 269.
- [Kapusta 91] J. Kapusta, P. Lichard and D. Seibert, Phys.Rev. **D44** (1991) 2774.
- [Kharzeev 94] D. Kharzeev and H. Satz, Phys.Lett. **B334** (1994) 155.
- [Knecht 98] M. Knecht, *Une introduction à la symétrie chirale*, Ecole Joliot–Curie (1998).

- [Koch 86] P. Koch, B. Müller and J. Rafelski, Phys.Rep. **142** (1986) 167.
- [Kodama 91] K. Kodama *et al.* (E653 Coll.), Phys.Lett. **B263** (1991) 573.
- [Kodama 92] K. Kodama *et al.* (E653 Coll.), Phys.Lett. **B284** (1992) 461.
- [Leitch 94] M.J. Leitch *et al.* (E789 Coll.), Phys.Rev.Lett. **72** (1994) 2542.
- [Li 98] G.Q. Li and C. Gale, Phys.Rev.Lett. **81** (1998) 1572.
- [Matsui 86] T. Matsui and H. Satz, Phys.Lett. **B178** (1986) 416.
- [MNR 92] M. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl.Phys. **B373** (1992) 295.
- [MRS 95] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys.Rev. **D51** (1995) 4756.
- [Rafelski 82] J. Rafelski *et al.*, Phys.Rev.Lett. **48** (1982) 1066.
- [Rapp 99] R. Rapp, Nucl.Phys. **A661** (1999) 33c.
- [Ruuskanen 92] P.V. Ruuskanen, Nucl.Phys. **A544** (1992) 169c.
- [Satz 95] H. Satz, Nucl.Phys. **A590** (1985) 63c.
- [Satz 00] H. Satz, Rept.Prog.Phys. **63** (2000) 1511.
- [Shor 85] A. Shor, Phys.Rev.Lett. **54** (1985) 1122.
- [Sjöstrand 94] T. Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. **82** (1994) 74.
- [Shuryak 80] E.V. Shuryak, Phys.Rep. **61** (1980) 71.
- [Spieles 99] C. Spieles *et al.*, Phys.Rev. **C60** (1999) 054901.
- [SW 93] W.J. Stirling and M.R. Whalley, J.Phys.G : Nucl.Part.Phys. **19** (1993) D1.
- [Wambach 98] J. Wambach and R. Rapp, Nucl.Phys. **A638** (1998) 171c.
- [Wilczek 86] Pour une vue générale de la chromodynamique quantique, voir F. Wilczek, Ann.Rev.Nucl. and Part.Sci. **32** (1986) 177.
- [Willis 99] N. Willis *et al.* (NA50 Coll.), Nucl.Phys. **A661** (1999) 534c.
- [Wilson 74] K.G. Wilson, Phys.Rev. **D14** (1974) 2455.
- [Wong 94] C–Y. Wong, *Introduction to High–Energy Heavy–Ion Collisions*, World Scientific, 1994.

Chapitre 2.

- [Alessandro 95] B. Alessandro *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **A360** (1995) 189.
- [Alimi 88] O.M. Alimi, Thèse, Université de Lyon (1988).
- [Anderson 84] L. Anderson *et al.* (NA10 Coll.), Nucl.Inst.Meth. **223** (1984) 26-39.
- [Bellaiche 97a] F. Bellaiche *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A398** (1997) 180.
- [Bellaiche 97b] F. Bellaiche, Thèse, Université de Lyon (1997).
- [Chiavassa 95] E. Chiavassa *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A367** (1995) 267.
- [Mandry 92] R. Mandry, Thèse, Université de Lyon (1992).

[Mourgues 97] S. Mourgues, Thèse, Université Blaise Pascal (1997).

Chapitre 3.

[Bellaiche 97] F. Bellaiche, Thèse, Université de Lyon (1997).
F. Bellaiche *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A398** (1997) 180.

Chapitre 4.

[Abreu 99] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Collab.), Phys.Lett. **B450** (1999) 456.
[Collins 77] J.C. Collins and D.E. Soper, Phys.Rev. **D16** (1977) 2219.
[dimurec 97] Dimurec user guide, NA38/NA50 internal notes (1997).

Chapitre 5.

[Abreu 98] M.C. Abreu *et al.* (NA38 Collab.),
Nucl.Instr.Meth. **A405** (1998) 139.
[Abreu 00] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Eur.Phys.J. **C14** (2000) 443.
[dimujet 97] Dimujet USER GUIDE, NA38/NA50 internal notes (1997).
[dimurec 97] Dimurec USER GUIDE, NA38/NA50 internal notes (1997).
[Drapier 98] O. Drapier, Habilitation à diriger des recherches, Université de
Lyon (1998).
[Lucy 74] L.B. Lucy, A.J. **79** (1974) 745.
[Lucy 94] L.B. Lucy, *The restoration of HST images and spectra II*, Space Te-
lescope Science Institute, R.J. Hanisch and R.L. White (eds.), 1994.
[Richardson 72] W.H. Richardson, J.Opt.Soc.Am. **62** (1972) 55.

Chapitre 6.

[Abreu 94] M.C. Abreu *et al.* (NA51 Collab.),
Phys.Lett. **B332** (1994) 244.
[Abreu 98] M.C. Abreu *et al.* (NA38 Collab.),
Nucl.Instr.Meth. **A405** (1998) 139.
[Aitala 96] E.M. Aitala *et al.* (E791 Collab.),
Phys.Lett. **B371** (1996) 157.
[Braun–Munzinger 98] P. Braun–Munzinger *et al.*, Eur.Phys.J **C1** (1998) 123.
[Constantinescu 96] S. Constantinescu *et al.*, preprint IPNO–DRE–96–01 (1996).
[Cox 84] B. Cox and P.K. Malhotra, Phys.Rev. **D29** (1984) 63.
[Eidemüller 00] M. Eidemüller and M. Jamin, Phys.Lett. **B498** (2001) 203.

- [EKS 99] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen and C.A. Salgado, Eur.Phys.J. **C9** (1999) 61.
- [Fleuret 97] F. Fleuret, Thèse, Ecole Polytechnique (1997) 71.
- [Frixione 94] S. Frixione *et al.*, Nucl.Phys. **B431** (1994) 453.
- [Glück 95] M. Glück, E. Reya and R. Vogt, Z.Phys. **C67** (1995) 433.
- [MRS 95] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys.Rev. **D51** (1995) 4756.
- [Plochow 93] H. Plochow–Besch, Comput.Phys.Comm. **75** (1993) 396.
- [Sjöstrand 94] T. Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. **82** (1994) 74.
- [Soave 98] C. Soave, Thèse, Université de Turin (1998).
- [Werner 93] K. Werner, Phys.Rep. **232** (1993) 87.

Chapitre 7.

- [Abreu 98] M.C. Abreu *et al.* (NA51 Coll.), Phys.Lett. **B438** (1998) 35.
- [Abreu 00b] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Eur.Phys.J. **C14** (2000) 443.
- [Aguilar 84] M. Aguilar–Benitez *et al.* (LEBC–EHS Coll.), Phys.Lett. **B135** (1984) 237.
- [Aguilar 86] M. Aguilar–Benitez *et al.* (LEBC–EHS Coll.), Z.Phys. **C31** (1986) 491.
- [Aguilar 88] M. Aguilar–Benitez *et al.* (LEBC–EHS Coll.), Z.Phys. **C40** (1988) 321.
- [Alves 96] G.A. Alves *et al.* (E769 Coll.), Phys.Rev.Lett. **77** (1996) 2388.
- [Ammar 88] R. Ammar *et al.* (E743 Coll.), Phys.Rev.Lett. **61** (1988) 2185.
- [Anderson 79] K.J. Anderson *et al.*, Phys.Rev.Lett. **42** (1979) 944.
- [Antreasyan 79] D. Antreasyan *et al.*, Phys.Rev. **D19** (1979) 764.
- [Barlag 88] S. Barlag *et al.* (ACCMOR Coll.), Z.Phys. **C39** (1988) 451.
- [Braun–Munzinger 98] P. Braun–Munzinger *et al.*, Eur.Phys.J **C1** (1998) 123.
- [Cronin 75] J.W. Cronin *et al.*, Phys.Rev. **D11** (1975) 3105.
- [Drapier 98] O. Drapier, Habilitation à diriger des recherches, Université de Lyon (1998).
- [Kodama 91] K. Kodama *et al.* (E653 Coll.), Phys.Lett. **B263** (1991) 573.
- [Kodama 92] K. Kodama *et al.* (E653 Coll.), Phys.Lett. **B284** (1992) 461.
- [Leitch 94] M.J. Leitch *et al.* (E789 Coll.), Phys.Rev.Lett. **72** (1994) 2542.

Chapitre 8.

[Kharzeev 96] D. Kharzeev, Nucl.Phys. **A610** (1996) 418c.

Chapitre 9.

- [Abreu 97] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys.Lett. **B410** (1997) 327.
[Abreu 98] M.C. Abreu *et al.* (NA51 Coll.), Phys.Lett. **B438** (1998) 35.
[Abreu 99] M.C. Abreu *et al.* (NA38 Coll.), Phys.Lett. **B449** (1999) 128.
[Abreu 00a] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys.Lett. **B477** (2000) 28.
[Abreu 00b] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Eur.Phys.J. **C14** (2000) 443.
[Anishetty 00] R. Anishetty and R. Basu, Phys.Lett. **B495** (2000) 295.
[Bleicher 99] M. Bleicher *et al.*, J.Phys.G **25** (1999) 1859.
[Braun–Munzinger 00] P. Braun–Munzinger and J. Stachel, Phys.Lett **B490** (2000) 196.
[Braun–Munzinger 99] P. Braun–Munzinger, I. Heppe and J. Stachel, Phys.Lett **B465** (1999) 15.
[Drapier 98] O. Drapier, Habilitation à diriger des recherches, Université de Lyon (1998).
[Gallmeister 00] K. Gallmeister, B. Kämpfer and O.P. Pavlenko, Phys.Lett. **B473** (2000) 20.
[Gaździcki 99] M. Gaździcki and M. Gorenstein, Acta Phys.Polon **B30** (1999) 2705.
M. Gaździcki and C. Markert, Acta Phys.Polon **B31** (2000) 965.
[Gorenstein 00] M. Gorenstein *et al.*, HEP–PH/0012015 (2000).
[Kajantie 86] K. Kajantie *et al.*, Phys.Rev. **D34** (1986) 811.
K. Kajantie *et al.*, Phys.Rev. **D34** (1986) 2746.
K. Kajantie, Nucl.Phys. **A461** (1987) 225c.
[Kluberg 99] L. Kluberg, Nucl.Phys. **A661** (1999) 300c.
[Li 98] G.Q. Li and C. Gale, Phys.Rev.Lett. **81** (1998) 1572.
G.Q. Li and C. Gale, Phys.Rev. **C58** (1998) 58.
[Li 99] G.Q. Li, Prog.Part.Nucl.Phys. **43** (1999) 619.
[Lin 98] Z. Lin and X–N. Wang, Phys.Lett. **B444** (1998) 245.
[NA60] NA60 Coll., CERN/SPSC 2000–010, PROPOSAL.
[Rapp 00] R. Rapp and E. Shuryak, Phys.Lett. **B473** (2000) 13.
[Ruuskanen 91] P.V. Ruuskanen, Nucl.Phys. **A525** (1991) 255c.
P.V. Ruuskanen, Nucl.Phys. **A544** (1992) 169c.
[Shuryak 80] E.V. Shuryak, Phys.Rep. **61** (1980) 71.
[Spieles 98] C. Spieles *et al.*, Eur.Phys.J. **C5** (1998) 349.
[Wong 96] C–Y. Wong and Z–Q. Wang, Phys.Lett. **B367** (1996) 50.

Annexe A.

- [Bialas 76] A. Bialas *et al.*, Nucl.Phys. **B111** (1976) 461.
- [Blaizot 96] J.P. Blaizot and J.Y. Ollitrault, Phys.Rev.Lett. **77** (1996) 1703.
- [Jager 74] C.W. De Jager, H. De Vries and C. De Vries,
Atomic Data and Nuclear Data Tables **14** (1974) 485.
- [Glauber 55] R.J. Glauber, Phys.Rev.**100** (1955) 242.
R.J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*. (Interscience, N.Y.,
1959) 315.
- [Wong 94] C-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*,
World Scientific, 1994.