

Numéro d'ordre : DU 104
EDSF : 200

PCCF T 9807

CERN LIBRARIES, GENEVA



UNI

CM-P00068819

AL

(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE
(SPECIALITE : PHYSIQUE CORPUSCULAIRE)

par

Isabelle CHEVROT

Maître ès-Sciences-Physiques, Diplômée d'Etudes Approfondies

**ETUDE DU FLOT EN FONCTION DE LA CENTRALITE
DANS LES COLLISIONS D'IONS LOURDS
AUX ENERGIES ULTRARELATIVISTES.**

Thèse soutenue le 3 novembre 1998, devant la commission d'examen :

Président : M. B. MICHEL

Examineurs : M. A. DEVAUX
M. J. GOSSET
M. L. KLUBERG
M. J. Y. OLLITRAULT
M. P. SATURNINI

Thesis-1998-Chevrot

312779

Remerciements

Je remercie Monsieur le Professeur B. Michel, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse.

Je remercie Messieurs J. Gosset, ingénieur au CEA de Saclay, et L. Kluberg, directeur de recherche à l'école polytechnique, pour avoir accepté de juger la qualité de ce travail et pour leur participation au jury.

Je remercie Monsieur J. Y. Ollitrault, chargé de recherche au CEA de Saclay, pour sa participation au jury. Je le remercie également pour les nombreux échanges que nous avons eus au cours des deux dernières années.

Je remercie Monsieur A. Devaux, professeur d'Université, pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse.

Je remercie Monsieur P. Saturnini, maître de conférence, pour l'aide constante et efficace qu'il m'a apportée tout au long de ma thèse. Je tiens également à le remercier pour son soutien, sa gentillesse et sa disponibilité.

Je remercie Monsieur P. Force, professeur d'Université, pour son aide précieuse et les nombreuses discussions que nous avons eues.

Je remercie A. Baldit, G. Blanchard, J. Castor, T. Chambon, A. Cosquer, B. Espagnon, J. Fargeix, S. Incerti, S. Mourgues, J. Pellet, O. Roig et V. Ramillien pour les bons moments partagés.

Je n'oublie pas le personnel du service informatique qui m'a apporté des aides nombreuses et efficaces.

Table des matières

1. LE PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS (QGP)	7
1.1 Introduction	9
1.1.1 Matière nucléaire ordinaire	9
1.1.2 Déconfinement et QGP	9
1.2 Formation du QGP dans des collisions d'ions lourds ultrarelativistes	12
1.2.1 Collisions d'ions lourds ultrarelativistes.....	12
1.2.2 Densité d'énergie.....	13
1.2.3 Évolution hydrodynamique du QGP.....	14
1.3 Suppression des charmonia J/ψ et ψ' par le QGP	16
1.3.1 Effet d'écran de Debye	16
1.3.2 Suppression des charmonia par les gluons durs.....	19
1.3.3 Désintégration muonique des charmonia.....	20
1.3.4 Processus Drell-Yan et QGP	20
1.4 Production des charmonia dans divers systèmes (p-p, p-A et A-B)	22
1.4.1 Collisions p-p et p-A	22
1.4.2 Collisions d'ions lourds et interactions p-A	23
1.5 Suppression anormale du J/ψ dans les interactions Pb-Pb	31
1.5.1 Résultats	31
1.5.2 Interprétations théoriques	32
 2. LE FLOT DANS LES COLLISIONS D'IONS LOURDS	 37
2.1 Introduction	39
2.2 Le plan de réaction	40
2.3 Les différents types de flot	42
2.4 Le flot dans les collisions d'ions lourds aux énergies faiblement relativistes	45
2.4.1 Nature du flot dans le plan transverse.....	45
2.4.2 Principaux résultats	47
2.5 Le flot dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SPS	51
2.5.1 Description des effets collectifs.....	51
2.5.2 Mesure du flot pour des particules identifiées	52
2.5.3 Mesure du flot en énergie transverse neutre	53

3. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	53
3.1 Introduction	55
3.2 Le spectromètre à muons	56
3.2.1 L'aimant	57
3.2.2 Les chambres proportionnelles à fils	58
3.2.3 L'absorbeur	59
3.3 La cible	60
3.4 Mesure de la centralité de la collision	62
3.4.1 Le calorimètre électromagnétique	62
3.4.2 Le calorimètre hadronique à zéro degré	62
3.4.3 Le détecteur de multiplicité (MD)	64
3.5 Les détecteurs de contrôle du faisceau	65
3.5.1 L'hodoscope de faisceau ou « BH »	65
3.5.2 Les compteurs « antihalo »	65
3.5.3 Les chambres GANIL	66
3.5.4 Les télescopes	66
3.6 Les hodoscopes de déclenchement	67
 4. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE	 69
4.1 Introduction	71
4.2 Description du calorimètre	73
4.2.1 Le bloc convertisseur	73
4.2.2 Le système de lecture	74
4.3 Développement des gerbes électromagnétiques	75
4.4 Mesure de l'énergie transverse neutre	76
4.4.1 Principe du calcul de l'énergie transverse neutre	76
4.4.2 Efficacités pour les particules neutres	77
4.4.3 Correction à apporter pour tenir compte des particules chargées	78
4.4.4 Distribution de l'énergie transverse neutre en fonction de η	80
4.5 Calibration et résolution	81
4.5.1 Equivalence canal-énergie	81
4.5.2 Résolution	81
4.6 Contrôle du gain de chaque voie du calorimètre	83

5. TRAITEMENT ET SÉLECTION DES DONNÉES87

5.1 Variables cinématiques 89

5.2 Reconstruction des traces des paires de muons 90

5.3 Sélection des événements 91

5.3.1 Coupures géométriques 91

5.3.2 L'empilement 92

5.3.3 Coupure cible 93

5.3.4 Coupure dite « banane » 94

5.3.5 Coupure cinématique..... 95

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....97

6.1 Méthode..... 99

6.2 Etude de la distribution azimutale de l'énergie transverse neutre 102

6.2.1 Expression analytique de la distribution 102

6.2.2 Mesure des anisotropies et de l'angle du plan de réaction..... 104

6.3 Détermination du flot 106

6.3.1 Etude des coefficients de Fourier 106

6.3.2 Méthode de soustraction des effets statistiques 107

6.4 Homogénéisation des valeurs moyennes des sextants du calorimètre électromagnétique..... 111

6.4.1 Principe de l'homogénéisation 111

6.4.2 Effet sur les différents systèmes 111

6.5 Mesure du flot dans le système Pb-Pb 116

6.5.1 Ajustement des coefficients de Fourier 118

6.5.2 Le flot elliptique en énergie transverse neutre 120

6.6 Mesure du flot dans les systèmes S-S, S-Cu 126

6.6.1 Particularités du calorimètre électromagnétique de l'expérience NA38..... 126

6.6.2 Spectres en énergie transverse 126

6.6.3 Ajustement des coefficients de Fourier 128

6.6.4 Le flot elliptique en énergie transverse neutre 129

6.7 Mesure du flot dans le système S-U 131

6.7.1 Ajustement des coefficients de Fourier 133

6.7.2 Le flot elliptique en énergie transverse neutre 135

6.8 Flot elliptique et événements J/ψ 140

6.8.1 Le flot elliptique en énergie transverse neutre des événements J/ψ 140

6.8.2 Distribution de l'angle d'émission du J/ψ par rapport au plan de réaction..... 145

7. DISCUSSION DES RÉSULTATS	149
7.1 Introduction	151
7.2 Mesure du flot au SPS.....	152
7.2.1 Flots elliptiques mesurés par l'expérience NA49	152
7.2.2 Le flot elliptique dans les expériences NA38/NA50	153
7.3 Le flot et le J/ψ dans les expériences Pb-Pb	158
7.3.1 Le flot des événements J/ψ	158
7.3.2 Distribution de l'angle d'émission du J/ψ par rapport au plan de réaction	160
 CONCLUSION	 161
 ANNEXES	 163
A. Interprétation géométrique des termes du développement de la distribution $dE_T/d\phi$ en série de Fourier.....	163
A.1 Équations en coordonnées polaires d'un cercle et d'une ellipse	164
A.2 Distribution azimutale de l'énergie transverse.....	165
B. Homogénéisation des valeurs moyennes des sextants du calorimètre électromagnétique.....	167
B.1 Hypothèses.....	168
B.2 Calcul de la correction à apporter.....	169
C. Distributions des coefficients de Fourier.....	173
D. Résultats numériques des expériences Pb-Pb 95 et S-U 91.....	179
D.1 Collisions Pb-Pb 95.....	180
D.2 Collisions S-U 91	182
D.2.1 Collisions S-U 91 avec le « dispositif basses masses ».....	182
D.2.2 Collisions S-U 91 avec le « dispositif J/ψ ».....	184

Introduction

À l'heure actuelle, ce sont les faisceaux d'ions lourds ultrarelativistes délivrés par le CERN qui atteignent la plus grande énergie. Ils permettent de réaliser des collisions noyau-noyau pour étudier la matière nucléaire dans des conditions de température et de pression encore jamais atteintes au laboratoire. La chromodynamique quantique prévoit, pour une densité baryonique et une température suffisamment élevées, une transition de phase de la matière hadronique ordinaire vers le plasma de quarks et de gluons (QGP) dans lequel les quarks et les gluons seraient déconfinés et évolueraient librement. Selon la théorie du Big Bang, l'univers primordial serait passé par cet état quelques microsecondes après l'explosion initiale pour ensuite se refroidir et aboutir à l'univers que nous connaissons.

L'expérience NA50, qui s'inscrit dans la continuité des expériences NA38 et NA51, cherche à mettre en évidence la formation du QGP dans des collisions de noyaux ultrarelativistes en étudiant comme signature la suppression de la résonance charmée J/ψ qui est mesurée dans son mode de désintégration muonique. Les données accumulées par ces deux expériences correspondent à différents systèmes (collisions O-U, S-S, S-Cu, S-U, Pb-Pb et proton-noyau) pour lesquels la suppression du J/ψ est observée. Cette suppression peut être expliquée par des processus physiques classiques pour toutes les collisions, quelle que soit la violence de l'interaction, à l'exception des données Pb-Pb pour lesquelles une discontinuité apparaît pour une valeur du paramètre d'impact de 8 fermis environ. Cette discontinuité, inexplicable par des modèles faisant appel à des processus classiques, est compatible avec l'hypothèse de la formation du QGP.

Compte tenu de l'interaction forte, on estime qu'un plasma de quarks et de gluons atteindra rapidement l'équilibre thermique, au moins localement. On devrait alors retrouver une trace de cette thermalisation de l'état initial dans un comportement collectif des hadrons issus de l'interaction. Ces effets collectifs qui se manifestent par une émission des particules dans une direction préférentielle, constituent ce que l'on appelle le flot.

Il est important de noter que, s'il est probable qu'un milieu déconfiné présente les caractéristiques d'une thermalisation, ces dernières ne constituent pas une signature du déconfinement. D'ailleurs, de nombreux calculs théoriques de production de diverses

espèces de hadrons dans les collisions d'ions lourds sont fondés sur l'existence d'un équilibre thermodynamique, dans l'état initial, d'un gaz de hadrons.

Le travail de cette thèse est axé sur la mesure du flot en fonction de la centralité de la collision. L'analyse de ce flot est effectuée pour les systèmes S-Cu, S-S, S-U et Pb-Pb à partir des données des calorimètres électromagnétiques des expériences NA38 et NA50.

Cette thèse est organisée de la manière suivante :

- Des rappels théoriques sur la formation du QGP et sur les différents modèles pouvant rendre compte de la suppression du J/ψ sont donnés dans le premier chapitre.
- Le deuxième chapitre décrit les phénomènes de flot dans les collisions d'ions lourds aux énergies relativistes et ultrarelativistes.
- Une brève description du dispositif expérimental fait l'objet du troisième chapitre.
- Le quatrième chapitre est consacré au calorimètre électromagnétique et plus particulièrement à la détermination de l'énergie transverse neutre.
- Les principes de sélection des données sont abordés dans le cinquième chapitre.
- Le sixième chapitre précise la méthode employée pour analyser les données expérimentales en terme de flot. Cette description est suivie des résultats obtenus pour les différents systèmes étudiés.
- Une discussion de l'ensemble des résultats précédents est présentée dans le dernier chapitre.

Chapitre 1

1. Le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP)

1.1 Introduction

1.1.1 Matière nucléaire ordinaire

La matière nucléaire ordinaire est constituée de hadrons à l'intérieur desquels sont confinés les quarks et les gluons. L'interaction qui s'exerce entre les quarks par échange de gluons est l'interaction forte. La théorie de la chromodynamique quantique (QCD) décrit les interactions fortes en introduisant la notion de charges de couleur portées par les quarks et les gluons. Les charges de couleur sont à l'interaction forte ce que la charge électrique est à l'interaction électromagnétique. Mais la force de couleur entre deux quarks est très faible à courte distance de sorte que les quarks et les gluons évoluent librement à l'intérieur des hadrons (on parle de « liberté asymptotique »). Par contre, cette force augmente avec la distance et a pour conséquence le confinement des quarks dans les hadrons.

1.1.2 Déconfinement et QGP

Les calculs de QCD sur réseau [Laermann96] mettent en évidence une transition de la matière hadronique ordinaire vers un milieu dense et chaud dans lequel les quarks et les gluons déconfinés évolueraient librement : le plasma de quarks et de gluons (QGP) qui représente le stade ultime de la matière hadronique telle que nous la connaissons. Cette transition de phase peut être représentée dans un diagramme de phase simplifié (figure 1.1). Le déconfinement devrait se produire pour des températures de l'ordre de 150 à 200 MeV (température de l'univers primordial quelques microsecondes après le Big Bang) ou pour des densités baryoniques 5 à 10 fois supérieures à la densité baryonique normale ρ_0 (densités atteintes dans le cœur des étoiles à neutrons). Les collisions d'ions lourds à très haute énergie permettent d'obtenir en laboratoire des valeurs de densité baryonique et de température extrêmement élevées dans le but de produire le QGP.

La transition de déconfinement s'accompagne d'un « dégel » des degrés de liberté des quarks et des gluons : on passe de 3 degrés de liberté pour un gaz de pions à 37 degrés de liberté pour le QGP [Blaizot88], correspondant à une brusque variation de la densité d'énergie du système (figure 1.2).

1. LE PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS

À basse température et dans l'approximation d'un gaz parfait de pions de masse nulle, la densité d'énergie s'écrit :

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

À haute température, pour un gaz de quarks et de gluons, la densité d'énergie prend la forme :

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

où B est la « constante du sac » qui est l'énergie qu'il faut fournir par unité de volume pour créer un milieu dans lequel les quarks et les gluons se déplacent librement.

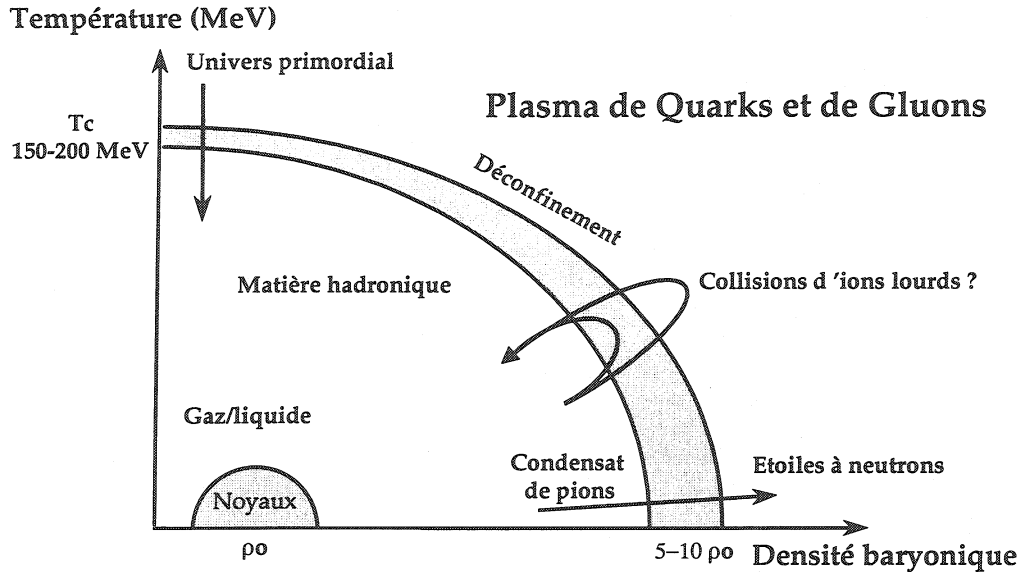


Figure 1.1 : Diagramme de phase de la matière en fonction de la température et de la densité baryonique ($\rho_0 = 0,17$ nucléon/fm³).

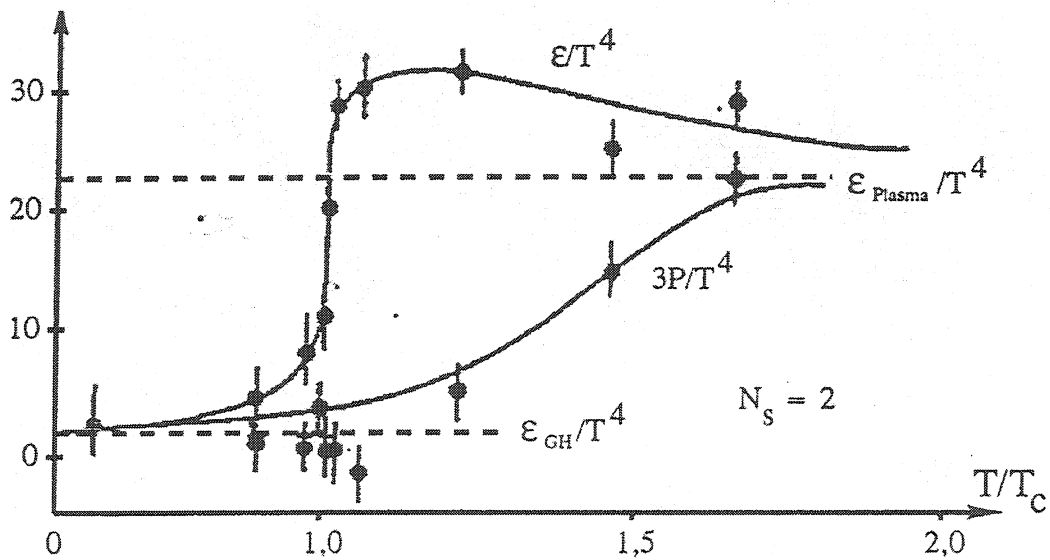


Figure 1.2 : Évolution de la densité d'énergie ϵ et de la pression P issus des calculs de QCD sur réseau. Les droites en pointillés indiquent les densités d'énergie d'un gaz à 3 et 37 degrés de liberté [Gottlieb87].

1.2 Formation du QGP dans des collisions d'ions lourds ultrarelativistes

1.2.1 Collisions d'ions lourds ultrarelativistes

Les collisions d'ions lourds ultrarelativistes (figure 1.3) permettent d'obtenir un milieu chaud et dense. Dans le centre de masse du système projectile-cible, les noyaux apparaissent aplatis par la contraction de Lorentz dans la direction de leur mouvement. À ces énergies, seule une fraction des nucléons qui traversent le milieu nucléaire interagit : on parle de transparence nucléaire. Les deux ions se traversent en formant une zone très excitée, pauvre en baryons et de forte densité d'énergie d'où seront émis la plupart des mésons et autres particules avec une rapidité centrée sur celle du centre de masse (figure 1.4). C'est dans cette région que le plasma peut se créer. La quasi totalité des baryons se répartissent dans les régions de rapidité du noyau cible ($-y_0$) et du noyau projectile (y_0), y_0 étant la rapidité du centre de masse dans le laboratoire.

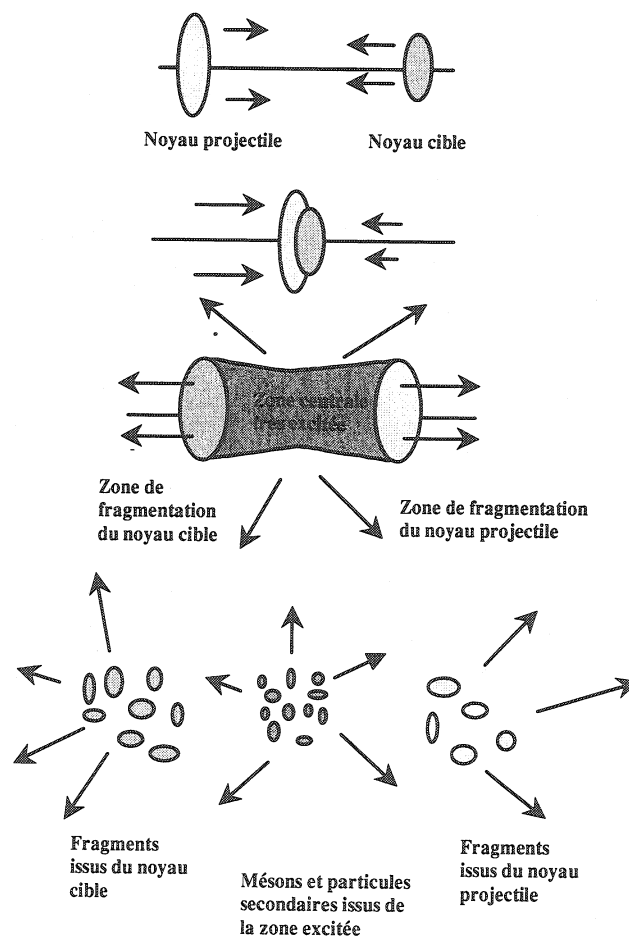


Figure 1.3 : Schéma d'une collision de deux ions ultrarelativistes dans le centre de masse.

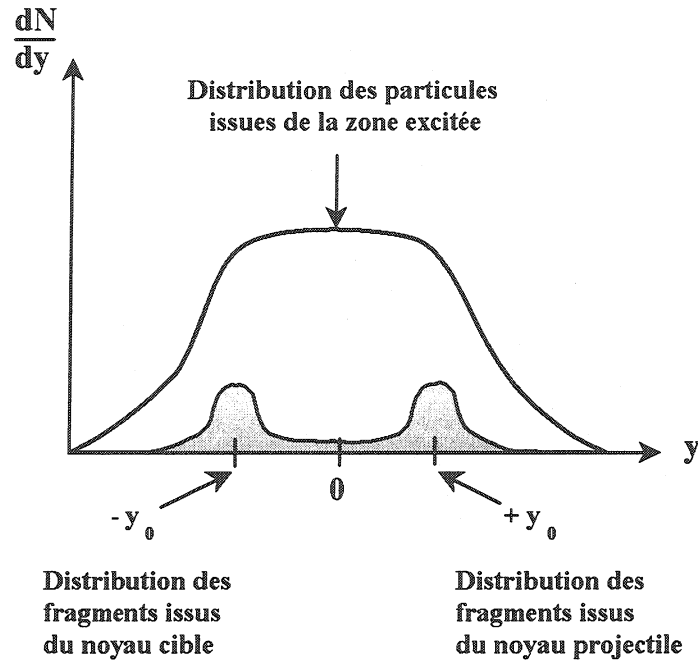


Figure 1.4 : Distribution en rapidité des particules issues de la réaction .

La probabilité de création du QGP est d'autant plus importante que l'interaction est plus violente. Cette violence est directement liée à la centralité de la collision. C'est donc pour les collisions centrales, correspondant à un paramètre d'impact b voisin de zéro et une densité d'énergie maximale, que la probabilité d'existence du QGP est la plus grande.

1.2.2 Densité d'énergie

La densité d'énergie atteinte dans une collision peut être estimée à partir de la mesure de l'énergie transverse E_T par unité de rapidité [Bjorken83] :

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\left(\frac{\partial E_T}{\partial y} \right)_{y_{CM}=0}}{S_{\perp} \tau_0}$$

où τ_0 est le temps de formation du plasma (de l'ordre de 1 fm/c) et $S_{\perp}$ la surface transverse de recouvrement des noyaux.

Cette densité d'énergie moyenne $\langle \varepsilon \rangle$ calculée sur l'ensemble du volume d'interaction est pratiquement la même pour les collisions centrales S-U à 200A GeV/c (NA38) et pour des collisions centrales Pb-Pb à 158A GeV/c (NA50) et vaut environ 2,5 GeV/fm³. Par contre, l'évolution radiale de la densité d'énergie est différente pour les deux systèmes (figure 1.5). La densité maximale d'énergie atteinte est 1,3 fois plus élevée

dans le cas des collisions Pb-Pb. De plus, le volume d'interaction dans ces collisions est plus grand que dans les collisions S-U. Ces deux facteurs favorisent la création du QGP.

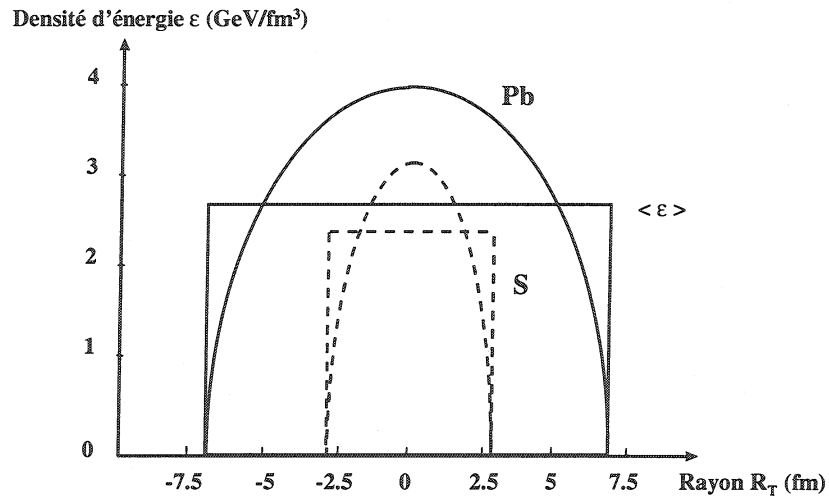


Figure 1.5 : Courbes de densité d'énergie en fonction de la distance au centre dans le cas de collisions centrales Pb-Pb (trait plein) et S-Pb (trait pointillé). Les rectangles représentent la densité d'énergie moyenne calculée sur le volume d'interaction [Proposal91].

1.2.3 Évolution hydrodynamique du QGP

Si les particules produites dans une collision d'ions lourds ultrarelativistes interagissent peu entre elles, il ne se produit pas de thermalisation conduisant à des effets collectifs. Dans le cas contraire, on peut imaginer deux scénarios pour décrire l'évolution hydrodynamique des produits de l'interaction, avec ou sans formation de QGP. Le schéma de l'évolution spatio-temporelle de la région centrale proposée par Bjorken est présenté dans le diagramme espace-temps de la **figure 1.6** [Sonderreg93]. Les noyaux entrent en collision en $z=0$ et à l'instant $t=0$ (z est l'axe de la collision).

Dans le cas où il n'y a pas de formation de QGP, les hadrons formés interagissent entre eux jusqu'à atteindre un équilibre thermique ($\tau_0 = \tau_h$). On a alors un gaz qui se dilate de façon adiabatique jusqu'au temps τ_f à partir duquel les hadrons sont suffisamment éloignés les uns des autres pour ne plus interagir (gel ou « freeze-out »).

S'il y a déconfinement, les partons interagissent très fortement entre eux et la thermalisation est rapidement atteinte ($\tau_0 \approx 1$ fm/c). L'hadronisation se développe ensuite entre les temps τ_c et τ_h , temps à partir duquel l'évolution est la même que dans le scénario sans formation de QGP.

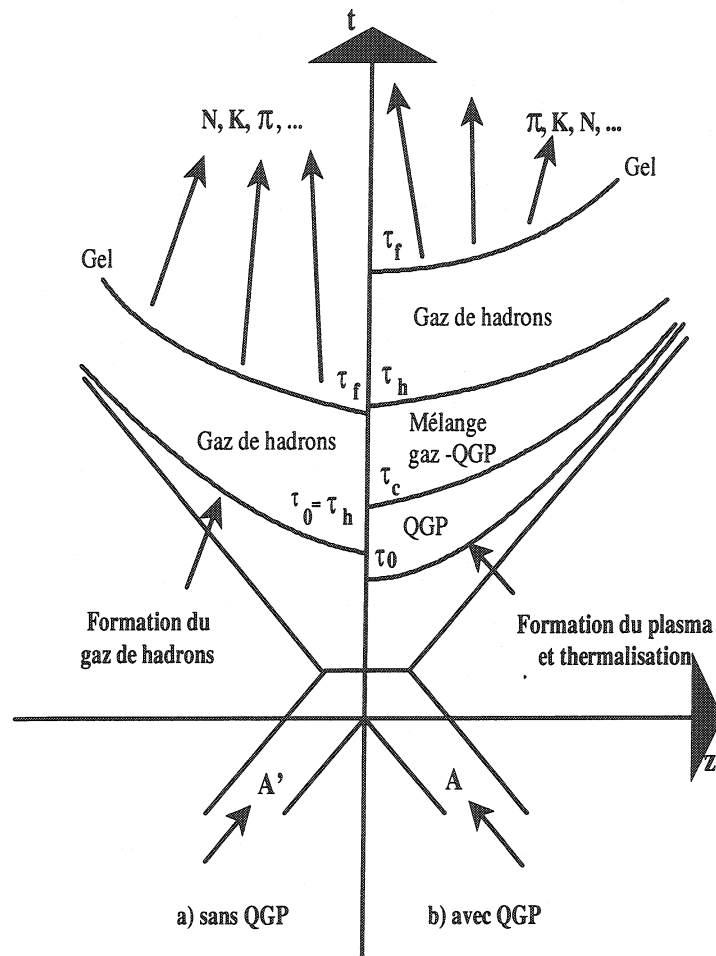


Figure 1.6 : Évolution dans l'espace-temps de la matière issue des collisions d'ions lourds ultrarelativistes avec formation de QGP ($z > 0$) et sans formation de QGP ($z < 0$).

1.3 Suppression des charmonia J/ψ et ψ' par le QGP

1.3.1 Effet d'écran de Debye

La suppression des charmonia $c\bar{c}$ a été proposée comme signature de la formation du QGP par Matsui et Satz [Matsui86] en 1986. Elle est due au phénomène d'écrantage de couleur causé par la présence des autres partons dans un milieu déconfiné. Cet effet est appelé écrantage de Debye par analogie avec l'écrantage introduit en physique atomique. La description de ce phénomène fait intervenir le potentiel de liaison entre deux quarks. Une paire $c\bar{c}$ ne conduit pas à la formation d'un état lié si le rayon d'écrantage de Debye est plus petit que le rayon de la résonance. À chaque état lié correspond une valeur critique r_{Dc} du rayon d'écrantage de Debye au-dessous de laquelle cet état ne peut plus se former.

Dans le cas d'un système isolé (sans interaction avec le milieu environnant), c'est-à-dire à température nulle, le potentiel de liaison entre deux quarks lourds peut s'écrire :

$$V(r, T=0) = \sigma r^\beta - \frac{\alpha}{r^\beta} + V_0$$

σr^β représente le potentiel de confinement, r étant la distance entre les quarks et σ la tension de corde. $-\alpha/r^\beta$ représente le potentiel de couleur, de forme coulombienne. Le coefficient de couplage α caractérise l'échange de gluons à courte distance. V_0 est une constante de normalisation. La valeur donnée à β fixe la forme du potentiel. Elle varie suivant les auteurs (tableau 1.1).

Forme du potentiel	β	σ $\text{GeV}^{1+\beta}$	α $\text{GeV}^{1-\beta}$	V_0 GeV
Cornell [Eichten80]	1	0,192	0,471	0
Song-Ling [Song87]	1/2	0,577	0,875	-0,908
Turin [Lichtenb89]	3/4	0,300	0,644	-0,780

Tableau 1.1 : Valeurs des différents paramètres utilisés pour décrire le potentiel de liaison entre deux quarks par trois auteurs.

L'étude qui suit sera faite avec la forme de potentiel la plus simple, donnée par « Cornell » :

$$V(r,0) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}$$

Lorsque les quarks évoluent dans un milieu déconfiné à la température finie T , le phénomène d'écrantage de la charge de couleur tend à diminuer le potentiel de liaison qui s'écrit alors [Karsch88] :

$$V(r, T) = \left(\frac{\sigma(T)}{\mu(T)} \right) \left(1 - e^{-\mu(T)r} \right) - (\alpha / r) e^{-\mu(T)r}$$

où $\mu(T) = 1 / r_D(T)$ est une masse d'écrantage. Son inverse définit le rayon de Debye r_D .

Les calculs sur réseau indiquent que la tension de corde $\sigma(T)$ diminue lorsque la température augmente pour s'annuler à la température critique T_c . Le potentiel de liaison prend alors la forme [Matsui86] :

$$V(r, T) = -\frac{\alpha}{r} e^{-r / r_D(T)}$$

La suppression des résonances peut être étudiée en calculant l'énergie $E_{dis}^{n,l}$ (n, l sont les deux nombres quantiques de la résonance : $n = 1$ et $l = 0$ pour le ψ , $n = 2$ et $l = 0$ pour le ψ' et $n = 2$ et $l = 1$ pour le χ_c) nécessaire à la dissociation de la paire $c\bar{c}$:

$$E_{dis}^{n,l}(\mu) = 2m_c + V_{cc}(r \rightarrow \infty, \mu) - E^{n,l}(\mu)$$

soit :

$$E_{dis}^{n,l}(\mu) = 2m_c + \frac{\sigma}{\mu} - E^{n,l}(\mu)$$

où $E^{n,l}(\mu)$ est la valeur propre de l'Hamiltonien du système $c\bar{c}$:

$$[H(r, \mu) - E^{n,l}(\mu)]\Phi^{n,l}(r, \mu) = 0$$

Pour chaque état lié, il y a une masse d'écrantage critique μ_c pour laquelle $E_{dis}^{n,l} = 0$ (figure 1.7). À cette valeur de μ_c correspond une valeur r_{Dc} du rayon de Debye (tableau 1.2) :

Résonance	μ_c (GeV)	r_{Dc} (fm)
J/ψ	0,70	0,282
ψ'	0,36	0,548
χ_c	0,34	0,580

Tableau 1.2 : Valeurs de la masse d'écrantage μ_c et du rayon de Debye r_{Dc} lorsque $E_{dis}^{n,l} = 0$ pour les résonances J/ψ , ψ' et χ_c .

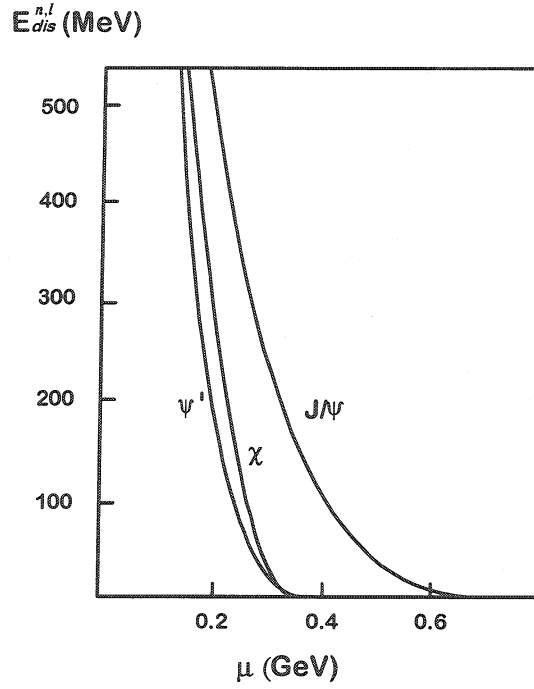


Figure 1.7 : Évolution de l'énergie nécessaire à la dissociation d'un état lié en fonction de la masse d'écrantage [Karsch88].

Le rayon de Debye est une fonction décroissante de la température (figure 1.8). Lorsqu'il devient inférieur au rayon de la résonance, les quarks c et $\bar{c}$ se lient à un quark ou antiquark u, d ou s pour produire des mésons charmés D et $\bar{D}$.

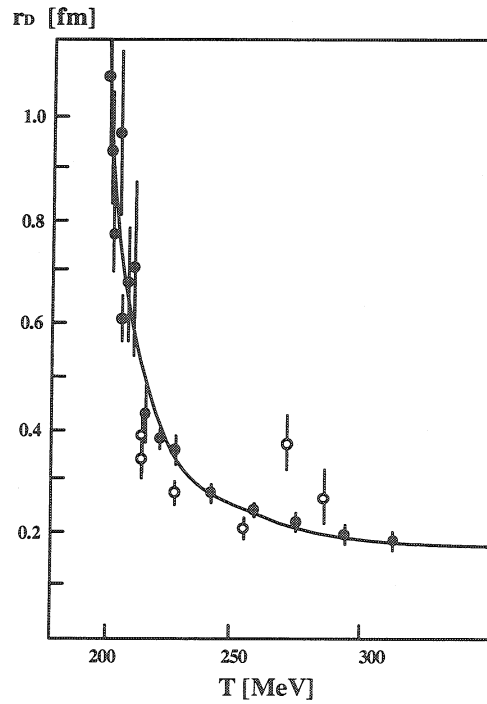


Figure 1.8 : Évolution du rayon de Debye en fonction de la température [Matsui86].

1.3.2 Suppression des charmonia par les gluons durs

Dans ce modèle, la suppression du charmonium est étudiée de manière dynamique. L'absorption par le charmonium d'un gluon dur conduit à sa dissociation [Kharzeev95b].

La section efficace d'interaction d'un charmonium C avec un gluon g s'écrit :

$$\sigma_{gC}(k) = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{32}{3} \right)^2 \left(\frac{m_c}{\varepsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{m_c^2} \frac{\left(\frac{k}{\varepsilon_0} - 1 \right)^{\frac{3}{2}}}{\left(\frac{k}{\varepsilon_0} \right)^5}$$

k représente l'impulsion du gluon incident dans le référentiel du charmonium au repos. ε_0 est l'énergie de liaison de la résonance (0,64 GeV pour le J/ψ et 0,05 GeV pour le ψ').

Si l'on considère un gaz de pions idéal, l'impulsion moyenne d'un gluon dans la matière confinée est donnée par :

$$\langle P_g \rangle_{conf} = \frac{3}{5} T$$

Par contre, dans le cas d'un milieu déconfiné, l'impulsion d'un gluon vaut :

$$\langle P_g \rangle_{deconf} = 3T$$

Cette valeur est cinq fois plus grande que dans le cas d'un milieu confiné. Il s'ensuit une forte augmentation de la suppression des résonances J/ψ et ψ' . Du fait de son énergie de liaison inférieure à celle du J/ψ , le ψ' est plus fortement supprimé, que le milieu soit confiné ou déconfiné. Ceci rend compte de l'absorption du ψ' par la matière hadronique.

Seuls les gluons durs peuvent supprimer le J/ψ une fois formé. La création d'un milieu déconfiné favorise l'existence de ces gluons durs.

1.3.3 Désintégration muonique des charmonia

L'appareillage étant conçu pour détecter des dimuons, l'étude des résonances J/ψ et ψ' est effectuée dans leur voie de désintégration muonique :

$$\begin{array}{ll} J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^- & 6\% \\ \psi' \rightarrow \mu^+ + \mu^- & 7,7\% \end{array}$$

Les leptons n'étant pas sensibles à l'interaction forte, ils sont peu perturbés par l'évolution du milieu formé lors de la collision.

Le J/ψ a plusieurs modes de production : 60% sont produits directement, 30% proviennent de la désintégration des χ_c et 10% de la désintégration des ψ' .

1.3.4 Processus Drell-Yan et QGP

L'étude précise des charmonia nécessite l'utilisation d'un processus physique de référence pour éliminer les biais systématiques afin de comparer divers systèmes ou des collisions de centralités différentes.

Le Drell-Yan est le processus choisi. Il est le résultat d'une interaction électromagnétique entre un quark et un antiquark de même saveur provenant d'un nucléon cible et d'un nucléon projectile. Ils s'annihilent pour former un photon virtuel qui se désintègre ensuite en une paire de muons (figure 1.9). S'agissant d'un processus électromagnétique, il est insensible à l'interaction forte et n'est pas perturbé par la formation éventuelle du QGP.

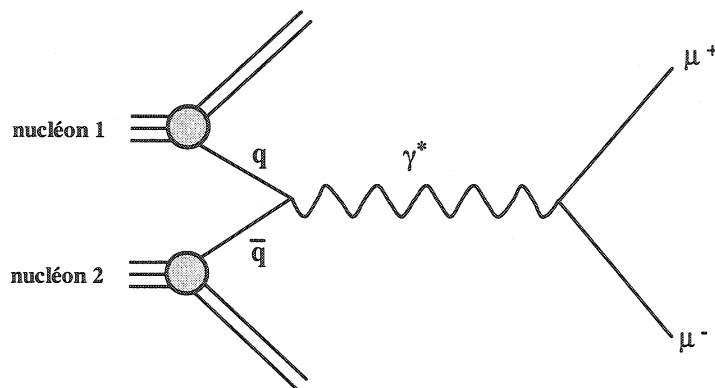


Figure 1.9 : Processus Drell-Yan.

1. LE PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS

La section efficace du Drell-Yan s'écrit :

$$M_{\mu\mu}^3 \frac{d^2\sigma}{dM_{\mu\mu} dy^*} = \frac{8\pi\alpha^2}{3} \tau \frac{1}{3} \sum_i e_i^2 [q_1^i(\sqrt{\tau} e^{y^*}) \bar{q}_2^i(\sqrt{\tau} e^{-y^*}) + \bar{q}_1^i(\sqrt{\tau} e^{y^*}) q_2^i(\sqrt{\tau} e^{-y^*})]$$

où : i est la saveur des quarks,
 q_1^i et q_2^i sont les fonctions de structure des quarks dans chacun des hadrons,
 $\tau = M_{\mu\mu}^2 / s$ avec s l'énergie totale au carré,
 e_i est la charge du quark i ,
 y^* est la rapidité du dilepton dans le système du centre de masse,
 α la constante de structure fine.

Les sections efficaces calculées avec des corrections au premier ordre (LO) sont inférieures aux sections efficaces mesurées expérimentalement à un facteur $K_{Drell-Yan}$ près :

$$K_{Drell-Yan} = \frac{\text{section efficace mesurée}}{\text{section efficace calculée (LO)}}$$

Le Drell-Yan apporte une contribution importante au spectre de masse des dimuons. C'est le mécanisme dominant de production à grande masse ($M_{\mu\mu} \geq 4 \text{ GeV}$).

1.4 Production des charmonia dans divers systèmes (p-p, p-A et A-B)

1.4.1 Collisions p-p et p-A

Les collisions p-p et p-A permettent de déterminer la section efficace de production du charmonium en fonction du numéro atomique de la cible. Elles mettent en jeu un nombre de partons suffisamment faible pour que la probabilité de formation d'un plasma soit pratiquement nulle. Elles peuvent ainsi servir de référence.

1.4.1.1 Production du J/ψ dans les collisions p-p

La section efficace $d^3\sigma^{pp \rightarrow J/\psi X} / dx_F d^2P_T$ de production du J/ψ dans les collisions p-p dépend de l'énergie disponible $\sqrt{s}$, de l'impulsion fractionnaire x_F dans le système du centre de masse et du moment transverse P_T du J/ψ produit. La section efficace intégrée $\sigma^{pp \rightarrow J/\psi X}$ ne dépend que de l'énergie. Elle peut être paramétrisée (pour $\sqrt{s} < 60$ GeV) par [Schuler94] :

$$\sigma^{pp \rightarrow J/\psi X}(s, x_F > 0) = \sigma_0 \left(1 - \frac{M_{J/\psi}}{\sqrt{s}}\right)^n$$

avec : $\sigma_0 = 638 \pm 104$ nb

$n = 12,0 \pm 0,9$

1.4.1.2 Suppression du J/ψ dans les collisions p-A

Les sections efficaces de production du J/ψ mesurées dans les collisions p-A ($A = p, d, C, Al, Cu, W$) peuvent être représentées par une loi de la forme :

$$\frac{\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}}{A \sigma^{pp \rightarrow J/\psi X}} = A^{\alpha-1}$$

S'il n'y a pas d'interaction entre le J/ψ et la matière hadronique, le rapport est indépendant de A ($\alpha = 1$). Or on obtient expérimentalement $\alpha = 0,922 \pm 0,016$ (figure 1.10). Cette valeur de α , inférieure à 1, peut être interprétée comme une suppression du J/ψ dans les collisions p-A par rapport aux collisions p-p.

Plusieurs modèles ont été proposés pour interpréter ces résultats [Capella88], [Gerschel88], [Kharzeev94]. Les auteurs proposent d'introduire une section efficace d'absorption du J/ψ , $\sigma_{\text{abs}}(J/\psi)$ par la matière nucléaire.

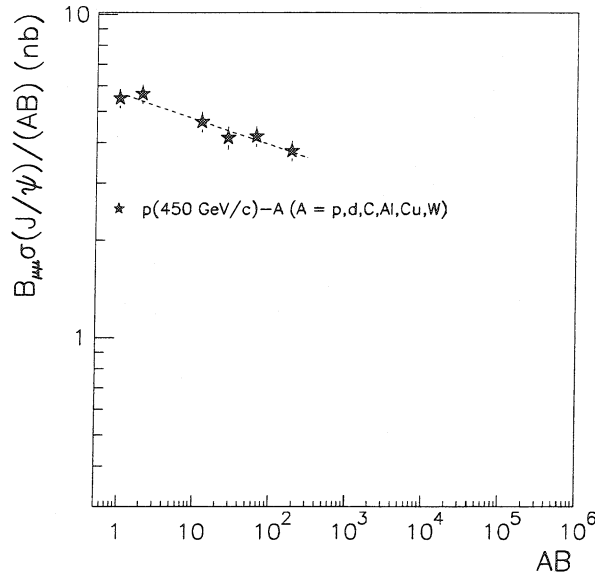


Figure 1.10 : Sections efficaces $B_{\mu\mu}^J \sigma^{J/\psi} / A$ en fonction de A pour des protons de 450 GeV/c. L'ajustement des données est réalisé suivant la loi $A^{\alpha-1}$ ($\alpha = 0,922 \pm 0,016$). $B_{\mu\mu}^{J/\psi}$ est le rapport de branchement de la désintégration $J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$.

1.4.2 Collisions d'ions lourds et interactions p-A

La paramétrisation des sections efficaces de production du J/ψ appliquée aux interactions entre ions lourds A-B à 200A GeV/c s'écrit :

$$\frac{\sigma^{AB \rightarrow J/\psi X}}{AB \sigma^{pp \rightarrow J/\psi X}} = (AB)^{\alpha-1}$$

A est le numéro atomique du projectile

B est le numéro atomique de la cible

La valeur expérimentale de α calculée pour des collisions A-B à 200A GeV/c ($\alpha = 0,910 \pm 0,033$) (figure 1.11) est compatible avec la valeur précédente obtenue à partir de collisions p-A à 450 GeV/c ($\alpha = 0,922 \pm 0,016$). Il est donc possible d'effectuer un ajustement simultané sur les deux ensembles de données ramenées à un même domaine cinématique (figure 1.12a). La valeur de α ainsi obtenue est $0,920 \pm 0,015$.

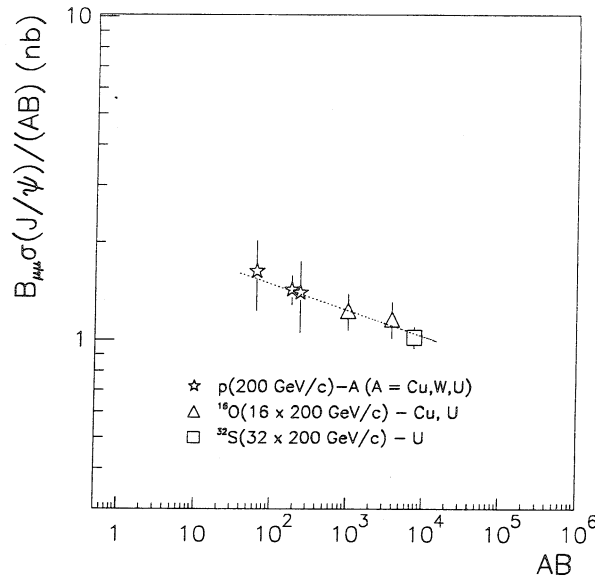


Figure 1.11 : Sections efficaces $B_{\mu\mu}^{J/\psi} \sigma^{J/\psi} / AB$ en fonction de AB pour des collisions à $200A$ GeV/c. L'ajustement des données est réalisé suivant la loi $(AB)^{-\alpha}$ ($\alpha = 0,910 \pm 0,033$).

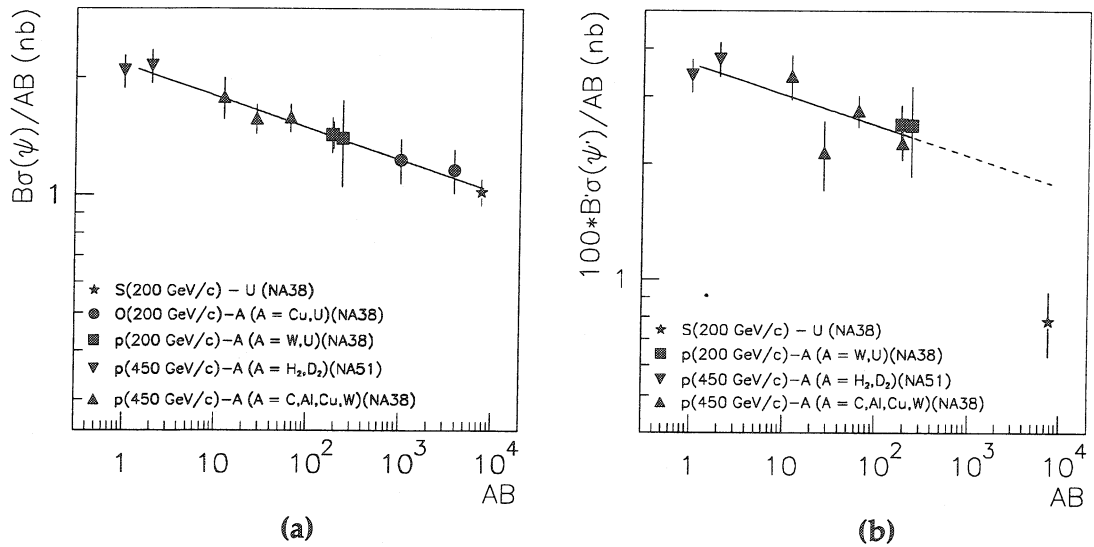


Figure 1.12 : Sections efficaces représentées en fonction de AB et rapportées au domaine cinématique $P_{lab} = 200$ GeV/c.

(a) : sections efficaces $B_{\mu\mu}^{J/\psi} \sigma^{J/\psi} / AB$

(b) : sections efficaces $B_{\mu\mu}^{\psi'} \sigma^{\psi'} / AB$

Les droites en continu correspondent à des ajustements des données suivant la loi $(AB)^{-\alpha}$.

Cette étude a également été appliquée aux sections efficaces de production du ψ' (figure 1.12b). L'ajustement de l'ensemble des données p-A suit la loi $(AB)^{\alpha'-1}$ avec $\alpha' = 0,91 \pm 0,02$. Cette valeur est en accord avec celle obtenue pour le J/ψ . La comparaison entre les sections efficaces de production du ψ' et du J/ψ est donnée par le rapport :

$$\frac{B\sigma^{\psi'}}{B\sigma^{\psi}} = k(AB)^{\alpha'-\alpha}$$

L'ajustement sur l'ensemble des données p-A donne (figure 1.13) $k = 1,75 \pm 0,02 \%$ et $\alpha'-\alpha = 0,002 \pm 0,007$.

La valeur de $\alpha'-\alpha$, compatible avec zéro, indique que les sections efficaces de production du J/ψ et du ψ' suivent une même loi dans les collisions p-A en fonction du numéro atomique de la cible. Cependant, les collisions S-U montrent une plus forte suppression pour le ψ' que pour le J/ψ .

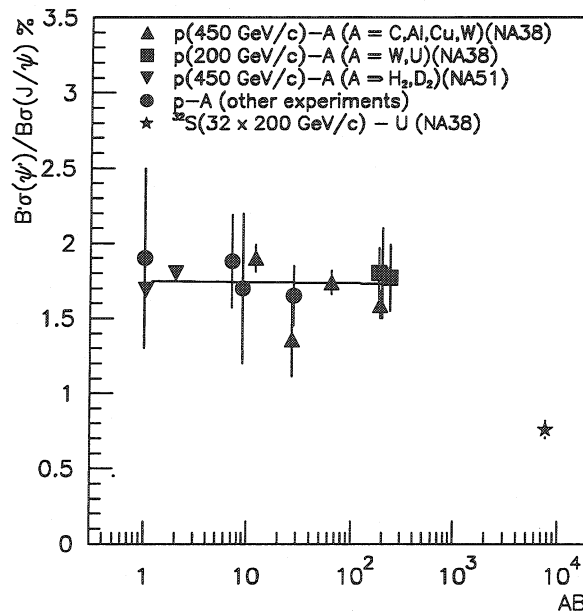


Figure 1.13 : Rapport $B_{\mu\mu}^{\psi'}\sigma^{\psi'}/B_{\mu\mu}^{J/\psi}\sigma^{J/\psi}$ en fonction de AB . La droite correspond au meilleur ajustement suivant la loi $k(AB)^{\alpha'-\alpha}$.

1.4.2.1 Le paramètre L

Le fait que α soit inférieur à 1 pour le J/ψ (interactions p-A et A-B) peut être interprété en terme d'absorption nucléaire [Gerschel92]. Pour calculer la section efficace d'absorption, il est nécessaire d'introduire une variable L représentant l'épaisseur moyenne de matière nucléaire que doit traverser le J/ψ .

Dans les interactions A-B, la valeur de L est déterminée pour chaque paramètre d'impact calculé à partir de l'énergie transverse. C'est la moyenne sur la zone de recouvrement projectile-cible, de l'épaisseur totale de matière nucléaire traversée.

Dans ce modèle, la suppression du J/ψ est représentée par une fonction exponentielle décroissante de L . La probabilité de survie s'écrit ($\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$) :

$$\frac{\sigma_{AB \rightarrow J/\psi X}}{AB} = \sigma_{pp \rightarrow J/\psi X} e^{-\sigma_{abs}(J/\psi) \rho_0 L}$$

Un ajustement de toutes les données expérimentales conduit à (figure 1.14a) :

$$\sigma_{abs}^{J/\psi} = 5,7 \pm 1,4 \text{ mb}$$

Un ajustement des sections efficaces de production du ψ' dans les collisions p-A a également été effectué (figure 1.14b). Il conduit à une section efficace d'absorption :

$$\sigma_{abs}^{\psi'} = 6,2 \pm 1,5 \text{ mb}$$

Seules les sections efficaces de production du ψ' dans les collisions S-U n'obéissent pas à cette loi d'absorption. Une interprétation sera présentée au § 1.4.2.4.

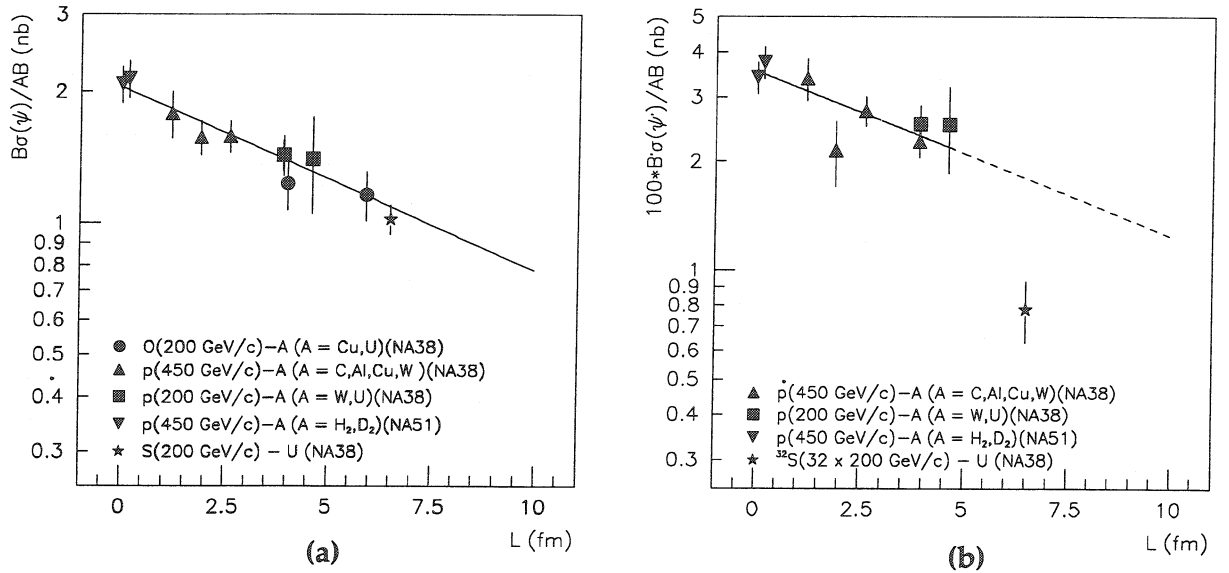


Figure 1.14 : Sections efficaces représentées en fonction de L et rapportées au domaine cinématique $P_{lab} = 200 \text{ GeV/c}$.

(a) : sections efficaces $B_{\mu\mu}^{J/\psi} \sigma^{J/\psi} / AB$

(b) : sections efficaces $B_{\mu\mu}^{\psi'} \sigma^{\psi'} / AB$

Les droites en continu correspondent aux meilleurs ajustements suivant la loi $\exp(-\rho_0 \sigma_{abs} L)$.

1.4.2.2 Valeurs théoriques des sections efficaces d'absorption nucléaire des charmonia

Kharzeev et Satz [Kharzeev94] ont proposé une étude de l'absorption nucléaire du J/ψ dans le cadre de la QCD à courte distance s'appuyant sur la valeur élevée de l'énergie de liaison du J/ψ et sur sa petite taille. La résonance interagit alors avec les nucléons par l'intermédiaire de gluons. Des expériences de photoproduction de charme ont permis de valider des calculs théoriques utilisant la QCD perturbative pour une masse du quark charmé infinie. La section efficace théorique d'absorption nucléaire du J/ψ obtenue est de la forme :

$$\sigma_{J/\psi N}(s) \approx \sigma_{J/\psi N}(\infty) \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^{6.5}$$

avec

$$\begin{cases} \sigma_{J/\psi N}(\infty) = 2,5 \text{ mb} \\ \lambda \approx \frac{(s - M_\psi^2)}{2M_\psi} \\ \lambda_0 \approx M_N + \varepsilon_0 \end{cases}$$

où M_ψ est la masse de la résonance, M_N la masse du nucléon et ε_0 l'énergie de liaison du J/ψ . $\sqrt{s}$ est l'énergie dans l'interaction J/ψ -nucléon.

Cette section efficace est représentée sur la **figure 1.15** en fonction de $\sqrt{s}$ et de l'impulsion P_N du nucléon incident sur le J/ψ au repos. Dans l'expérience NA50, la valeur de P_N est voisine de 8,5 GeV/c, ce qui correspond à $\sqrt{s} = 8$ GeV. Dans ces conditions, la section efficace d'absorption du J/ψ est inférieure d'un facteur 5 à sa valeur asymptotique. Cette valeur montre que les résultats expérimentaux ne peuvent pas être expliqués par une absorption par la matière nucléaire ou hadronique de la résonance J/ψ déjà formée.

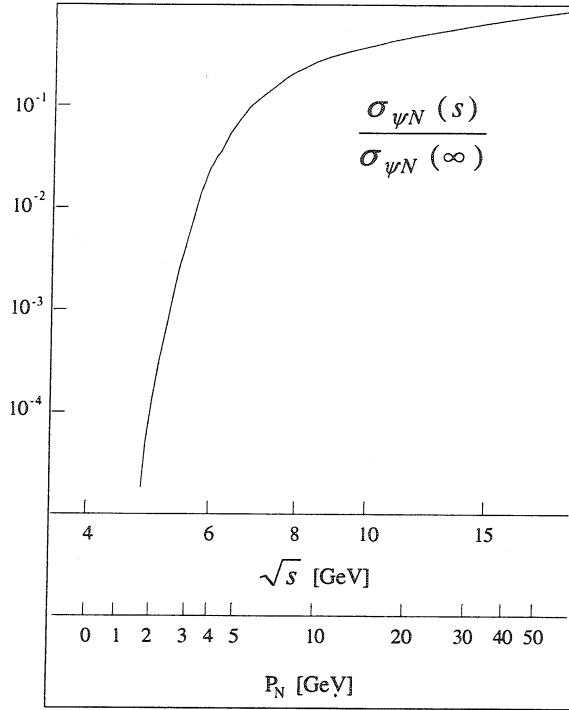


Figure 1.15 : Section efficace des interactions J/ψ -nucléon normalisée à sa valeur asymptotique en fonction de $\sqrt{s}$ et de l'impulsion P_N du nucléon incident sur le J/ψ au repos [Kharzeev94].

1.4.2.3 Introduction de l'état $c\bar{c}g$ dans la description de la production des charmonia

La suppression du J/ψ dans les collisions noyau-noyau n'étant pas expliquée par l'absorption nucléaire du J/ψ formé, un modèle faisant intervenir un état prérésonnant a été proposé [Kharzeev95a].

Dans le cadre de ce modèle, un parton du projectile interagit avec un parton de la cible pour former dans une première étape un octet de couleur $(c\bar{c})_8$. Ce processus peut être décrit par la QCD perturbative. Cette paire $(c\bar{c})_8$ est créée au bout d'un temps très court, $\tau_{pert} \approx 1/(2mc)$. La section efficace de production est obtenue en intégrant sur l'intervalle de masse allant de $2mc$ à $2m_D$ afin de ne prendre en compte que la production d'états liés $c\bar{c}$. Sachant qu'à haute énergie une grande partie des paires $(c\bar{c})_8$ est produite par la fusion de gluons, la section efficace de production de charmonium s'écrit :

$$\sigma_{c\bar{c}}(s) = \int_{4m_c^2}^{4m_D^2} d\hat{s} \int dx_1 dx_2 g_p(x_1) g_c(x_2) \sigma(\hat{s}) \delta(\hat{s} - x_1 x_2 s)$$

où $g_p(x)$ et $g_c(x)$ sont les densités de gluons dans le projectile et la cible et σ la section efficace de la réaction $gg \rightarrow c\bar{c}$.

Il y a principalement deux processus de neutralisation des octets de couleur qui conduisent à la formation d'une résonance :

- Dans le premier processus (figure 1.16), la paire $(c\bar{c})_8$ neutralise sa couleur en émettant ou en absorbant des gluons dans le champ de couleur du milieu où se produit l'interaction [Kharzeev95b]. On obtient alors un état singlet de couleur $(c\bar{c})_1$ qui peut évoluer en une résonance :

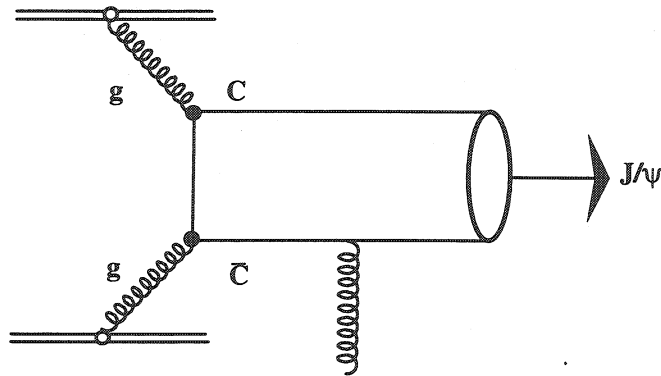


Figure 1.16 : Production du J/ψ par l'état singlet de couleur $(c\bar{c})_1$.

- Dans le deuxième processus, qui est dominant, l'octet de couleur $(c\bar{c})_8$ neutralise sa couleur en se combinant avec un gluon colinéaire [Kharzeev95a] (figure 1.17), produisant un état singlet de couleur $(c\bar{c})_{8g}$. Après un temps τ_8 , appelé temps de détente, l'état $(c\bar{c})_{8g}$ absorbe le gluon qui l'accompagne afin de donner un charmonium.

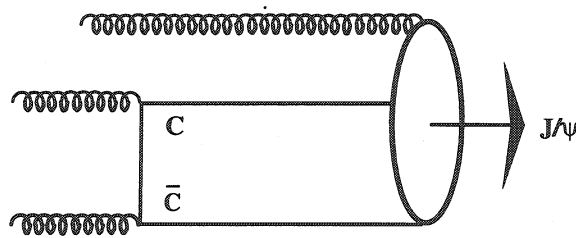


Figure 1.17 : Production du J/ψ par l'état singlet de couleur $(c\bar{c})_{8g}$.

L'interaction de l'état pré-résonant $c\bar{c}g$ avec la matière hadronique affecte de la même façon la formation du J/ψ et du ψ' .

1.4.2.4 Suppression de l'état $c\bar{c}g$ par absorption nucléaire

Dans les collisions p-A (NA38), la suppression des résonances J/ψ et ψ' est bien décrite par l'absorption des pré-résonances charmonium dans la matière nucléaire avec $\sigma_{abs} = 7,3 \pm 0,6 mb$ [Kharzeev96]. Cette absorption a pour conséquence la constance du rapport ψ'/ψ que l'on retrouve dans les données expérimentales (figure 1.13). Par contre, ce modèle ne rend pas compte des sections efficaces obtenues pour le ψ' dans les collisions S-U comme le montre la figure 1.18. Ce dernier est plus fortement absorbé que le J/ψ . Ceci peut être interprété comme le résultat d'interactions entre des résonances formées et des hadrons issus de la collision. En effet, l'énergie de liaison du ψ' est inférieure à celle du J/ψ de sorte que cet état peut être supprimé par des hadrons moins énergétiques.

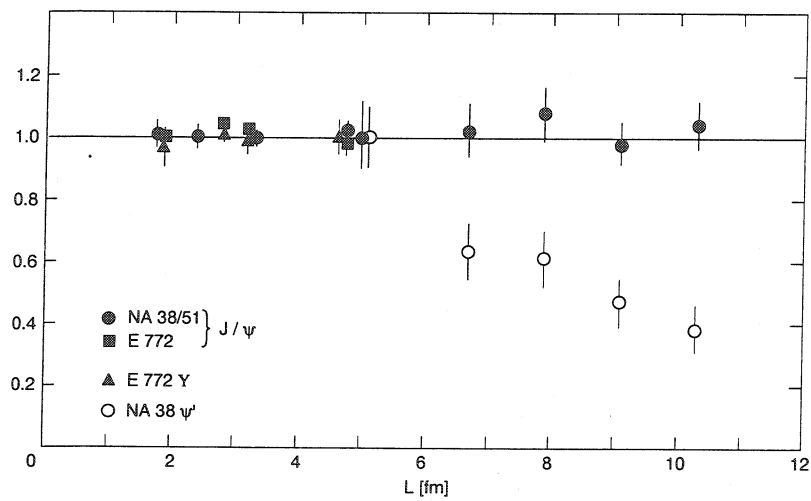


Figure 1.18 : Suppression du J/ψ et du ψ' dans les collisions S-U, normalisée à la suppression de la pré-résonance $c\bar{c}g$ dans la matière nucléaire [Kharzeev95a].

1.5 Suppression anormale du J/ψ dans les interactions Pb-Pb

1.5.1 Résultats

La figure 1.19 montre l'évolution de la section efficace de production du J/ψ normalisée au produit AB des numéros atomiques des noyaux projectile et cible en fonction de AB . La droite représente la loi de puissance $\sigma_{J/\psi}^{AB} = \sigma_{J/\psi}^{pp}(AB)^\alpha$ avec $\alpha = 0,920 \pm 0,015$ (§ 1.4.2). L'extrapolation de cette droite jusqu'à la valeur AB du point Pb-Pb permet d'estimer la section efficace attendue pour ces collisions par absorption nucléaire. Le point correspondant aux collisions Pb-Pb est très en dessous (trois écarts types) de la droite représentant l'absorption nucléaire. Le modèle d'absorption nucléaire ne peut en aucun cas expliquer à lui tout seul cette suppression anormale du J/ψ .

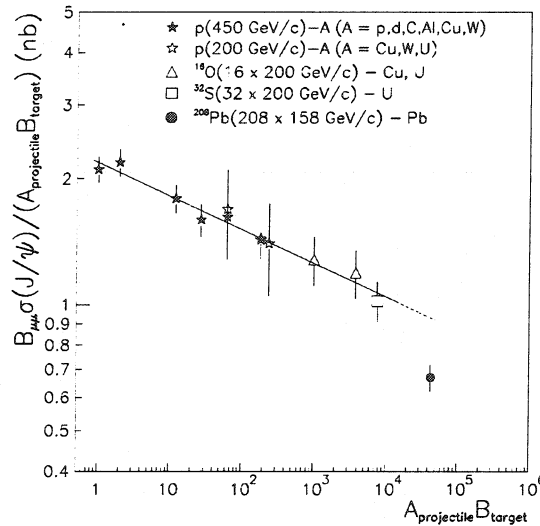


Figure 1.19 : Sections efficaces $B_{\mu\mu} \sigma^{J/\psi} / AB$ en fonction de AB des données NA38, NA51 et NA50.

Pour éliminer les erreurs systématiques, la suppression du J/ψ est représentée sous la forme du rapport $(J/\psi)/\text{Drell-Yan}$ pour différentes valeurs de la centralité caractérisées par la variable géométrique L (figure 1.20). La statistique importante des données 96 a permis de découper le domaine d'analyse en 15 bandes en centralité. La droite représente la fonction exponentielle traduisant l'absorption de l'état $c\bar{c}g$ avec la matière nucléaire ($\sigma_{abs}^{J/\psi} = 5,8 \pm 0,6 \text{ mb}$). Cette valeur est obtenue à partir des points S-U et p-A. L'ensemble des données, y compris Pb-Pb, suit cette loi d'absorption pour des valeurs de L inférieures à 8 fm. Cette valeur correspond à une discontinuité qui indique l'apparition d'un nouveau mécanisme de suppression du J/ψ .

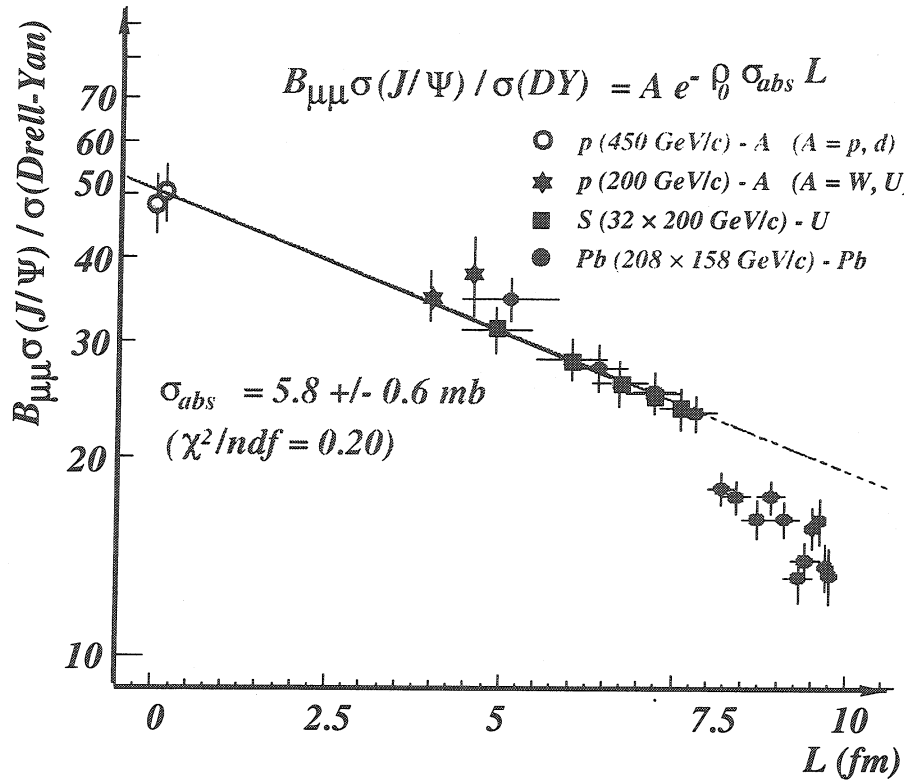


Figure 1.20 : Rapports $B_{\mu\mu}^J \sigma^{J/\psi} / \sigma^{DY}$ en fonction de L pour les données NA38, NA51 et NA50.

1.5.2 Interprétations théoriques

Des interprétations de la suppression anormale du J/ψ avec des modèles hadronique et de déconfinement ont été proposées.

1.5.2.1 Suppression des charmonia par les « comovers »

Il existe un modèle conventionnel [Armesto98] qui tente d'expliquer la suppression anormale du J/ψ en ajoutant un mécanisme supplémentaire au phénomène d'absorption par la matière nucléaire des états pré-résonants, voire des charmonia déjà formés. Ce mécanisme provoque une suppression importante des charmonia par des interactions avec les hadrons secondaires créés dans la collision. Ces hadrons qui se déplacent avec les charmonia sont désignés par le terme de « comovers ».

Il faut noter que ce mécanisme est déjà utilisé par d'autres modèles pour expliquer certains aspects de la suppression des charmonia. Par exemple, on explique la diminution du rapport ψ'/ψ dans les collisions d'ions lourds A-B par la suppression du ψ' par des interactions avec les hadrons qui n'affectent pratiquement pas le J/ψ .

La différence entre les modèles tient à l'importance qui est donnée à l'effet des comovers sur la suppression du J/ψ . Dans le modèle conventionnel, les sections efficaces de

suppression du J/ψ correspondant au phénomène d'absorption nucléaire et à l'action des comovers sont respectivement $\sigma_{abs} = 6,7 \text{ mb}$ et $\sigma_{co} = 0,6 \text{ mb}$. On peut noter que la valeur de la section efficace $\sigma_{co} = 0,6 \text{ mb}$ est très importante pour une interaction inélastique des J/ψ avec les hadrons qui sont censés avoir des impulsions relatives faibles par rapport au J/ψ ($\sigma_{co} \approx 0,25\sigma_{\psi N(\infty)}$ (§ 1.4.2.2)).

De plus, dans ce modèle, la densité des comovers croît plus rapidement que le nombre de participants. Ceci a une conséquence directe sur la corrélation entre l'énergie transverse E_T et l'énergie hadronique E_{ZDC} des nucléons spectateurs de l'interaction (**chapitre 3**) dont la représentation doit s'éloigner d'une droite contrairement aux prédictions du modèle des « Wounded Nucleons » ou WNM [Kharzeev96]. Expérimentalement, la corrélation entre E_T et E_{ZDC} est linéaire (**figure 3.7**), ce qui tend à discréditer le modèle des comovers et privilégier le modèle WNM. Cependant, le fait que le calorimètre électromagnétique de NA50 mesure l'énergie transverse neutre dans le domaine de rapidité $[1,1 ; 2,3]$ tendrait, selon les auteurs [Armesto98], à minimiser l'écart à la linéarité. L'écart serait maximum pour des rapidités centrales.

Un autre aspect important des résultats expérimentaux est la discontinuité dans la suppression du J/ψ qui apparaît pour E_T compris entre 40 et 50 GeV. La **figure 1.21** représente les courbes théoriques des modèles d'absorption et de comovers superposées aux points expérimentaux. La courbe en pointillés correspondant au phénomène d'absorption nucléaire seul avec une section efficace $\sigma_{abs} = 7,3 \text{ mb}$ s'écarte nettement des données. La courbe en trait plein, dans laquelle est prise en compte l'action des comovers, n'est pas en accord avec les quatre premiers points précédant la discontinuité : elle est systématiquement située au-dessous de ces points expérimentaux.

En aucun cas, un modèle conventionnel de type comovers ne peut reproduire la discontinuité observée.

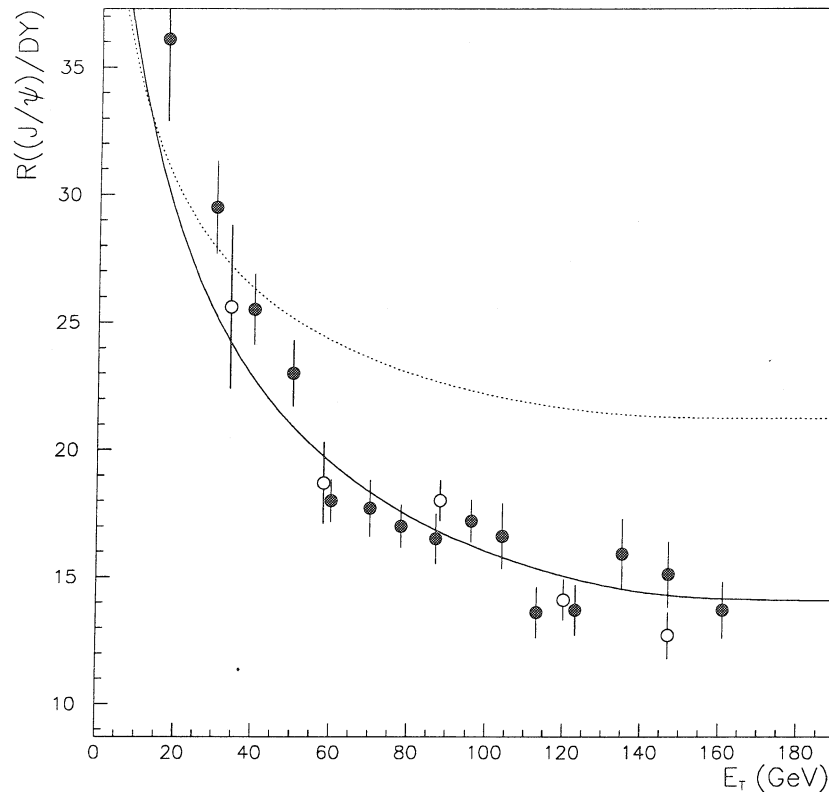


Figure 1.21 : Rapport $R(E_T)$ du J/ψ sur le DY en fonction de E_T pour les données 1995 (ronds vides) et 1996 (ronds pleins) comparé aux courbes théoriques. La courbe en trait plein cumule l'absorption nucléaire et l'action des comovers ($\sigma_{abs} = 6,7 \text{ mb}$ et $\sigma_{co} = 0,6 \text{ mb}$) et la courbe en pointillés ne représente que l'absorption ($\sigma_{abs} = 7,3 \text{ mb}$).

1.5.2.2 Suppression par un plasma de quarks et de gluons

Une autre interprétation de la suppression anormale du J/ψ pourrait être liée à la formation d'un milieu déconfiné.

La suppression du J/ψ due au déconfinement se produit pour une valeur critique de la densité d'énergie. Elle est brutale contrairement à celle produite par l'absorption qui est toujours présente et qui augmente de façon continue avec la densité d'énergie.

Environ 60% des J/ψ sont produits directement, 30% proviennent de la désintégration des χ_c et 10% de la désintégration des ψ' . Des études sur la dissociation des charmonia due au phénomène d'écrantage de couleur montrent que les états excités de plus grandes tailles (le χ_c et le ψ') sont les premiers à ne plus pouvoir se former lorsque la densité augmente (§ 1.3.1). La suppression directe des J/ψ nécessite une densité d'énergie environ deux fois plus importante. Le déconfinement conduirait donc à une suppression totale du J/ψ en deux étapes à l'opposé de la décroissance continue de sa probabilité de survie obtenue par absorption. La figure 1.22 représente la probabilité de survie théorique du J/ψ en cas de déconfinement et d'absorption [Satz98]. Expérimentalement, la première

discontinuité a été observée. La deuxième discontinuité correspond à la limite supérieure des densités d'énergie accessibles au SPS, ce qui rend son observation difficile. De plus, des effets d'appareillage dans ces conditions limites peuvent masquer le phénomène. Les prises de données à venir (fin 1998) auront entre autres pour but de mesurer avec une précision optimale les grandes énergies.

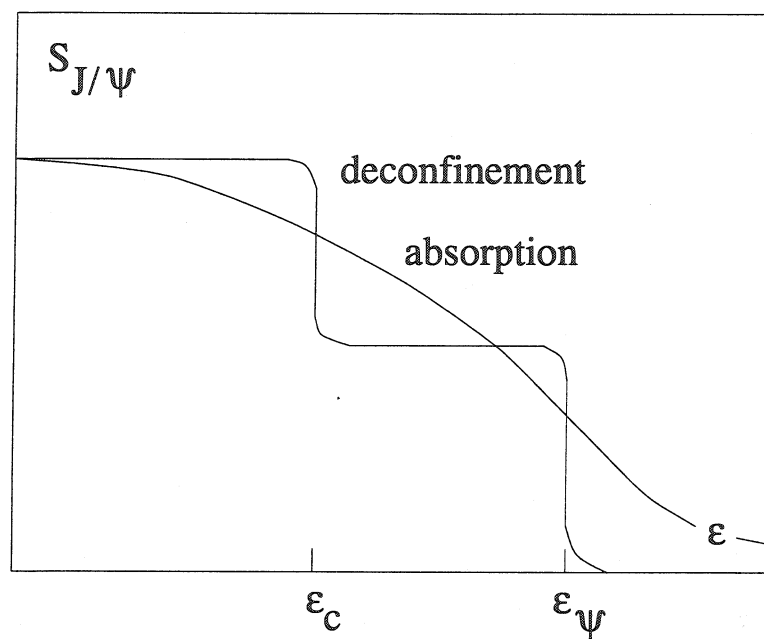


Figure 1.22 : Probabilité de survie théorique $S_{J/\psi}$ en fonction de la densité d'énergie ϵ , en cas de déconfinement et d'absorption.

Le déconfinement est le seul modèle qui introduit une discontinuité dans la suppression du J/ψ .

Chapitre 2

2. Le flot dans les collisions d'ions lourds

2.1 Introduction

L'un des objectifs de la physique des collisions d'ions est la détermination de l'équation d'état de la matière nucléaire (EoS) par l'étude de la formation et de l'évolution des systèmes nucléaires denses et chauds. Elle trouve aussi des applications en astrophysique dans les théories décrivant l'effondrement gravitationnel et dans les modèles d'étoiles à neutrons. Il est généralement admis que la matière nucléaire est le siège de deux transitions de phase : une transition liquide-vapeur (déconfinement des nucléons du noyau) et une autre aboutissant au déconfinement de la matière hadronique en un plasma de quarks et de gluons. La première transition de phase se produit à une densité d'énergie inférieure à 1 GeV/fm^3 . Par contre, le QGP devrait se former à une densité supérieure à $2 \text{ à } 3 \text{ GeV/fm}^3$. Un des paramètres de l'EoS est l'incompressibilité K qui mesure la résistance à la compression. Cette incompressibilité K influence directement les phénomènes de flot aux énergies faiblement relativistes.

Une description détaillée de ces phénomènes de flot aux diverses énergies peut être trouvée dans [Reisdorf97].

Les collisions d'ions lourds aux énergies ultrarelativistes doivent permettre d'observer le déconfinement des quarks et des gluons. Si les particules créées dans ces collisions interagissent suffisamment entre elles après leur production, une thermalisation au moins partielle doit se produire et induire des effets collectifs qui constituent le flot. Un milieu thermalisé n'est pas forcément un milieu déconfiné alors qu'inversement, un milieu déconfiné doit avoir les caractéristiques d'un milieu thermalisé, au moins partiellement.

Les phénomènes de flot se manifestent par des écarts à l'isotropie observés sur les distributions d'un certain nombre de grandeurs (par exemple l'anisotropie de l'impulsion transverse des kaons ou encore l'anisotropie en énergie transverse neutre des particules produites). Bien que d'un point de vue macroscopique une collision entre deux noyaux soit entièrement définie par l'énergie disponible et le paramètre d'impact, l'émission des particules est le résultat de processus microscopiques (collisions nucléon-nucléon ou parton-parton). Le nombre de particules créées lors de ces collisions est faible (quelques centaines) et l'anisotropie mesurée contient des effets statistiques superposés au flot. Ces derniers peuvent cacher les effets collectifs recherchés. C'est l'un des principaux problèmes de cette étude.

2.2 Le plan de réaction

La géométrie de la collision comporte un plan de symétrie appelé plan de réaction. Ce plan est défini par le paramètre d'impact b et la direction du faisceau. $\vec{b}$ est le vecteur ayant pour norme la plus courte distance entre les centres des noyaux et orienté de la cible vers le projectile. Dans les méthodes usuelles d'étude du flot, ce plan de symétrie joue un rôle fondamental car il est utilisé comme plan de référence pour déterminer l'anisotropie de la réaction.

La meilleure précision du plan de réaction est obtenue pour des valeurs intermédiaires du paramètre d'impact.

Expérimentalement, ce plan peut être déterminé par diverses méthodes :

- La première méthode consiste à construire le vecteur $\vec{Q}$ de même direction et de même sens que $\vec{b}$ à partir des impulsions transverses des particules identifiées [Danielew85] :

$$\vec{Q} = \sum_v^M w_v \vec{p}_t(v) \quad (2.1)$$

M est le nombre de particules analysées pour un événement, $\vec{p}_t(v)$ l'impulsion transverse de la particule v et w_v le poids associé à la particule v .

Dans le cas d'un système symétrique, dont le centre de masse a pour rapidité y_{CM} , on prend généralement comme valeur du poids w_v :

$$\begin{array}{lll} w_v = +1 & \text{pour} & y_v > y_{CM} \\ w_v = -1 & \text{pour} & y_v < y_{CM} \\ w_v = 0 & \text{pour} & y_v \approx y_{CM} \end{array}$$

y_v désigne la rapidité de la particule v .

Les particules de rapidité voisine du centre de masse n'apportent pratiquement aucune contribution à la détermination de $\vec{b}$. On leur affecte donc un poids nul.

Dans le cas de collisions de systèmes asymétriques, w_v s'écrit :

$$w_v = y_v - \bar{y}$$

$\bar{y}$ est la rapidité moyenne de l'événement.

2. LE FLOT DANS LES COLLISIONS D'IONS LOURDS

En raison des fluctuations statistiques provenant du caractère fini de la multiplicité, le vrai plan de réaction diffère du plan de réaction reconstruit. La précision sur la reconstruction du plan de réaction dépend de « l'amplitude » du flot et de la multiplicité de l'événement. Cette précision peut être estimée par le calcul de $\langle \cos \Delta\varphi \rangle$:

$$\langle \cos \Delta\varphi \rangle = \frac{\langle m(m-1) \rangle}{\sqrt{\langle \vec{Q}^2 - \sum_{v=1}^m w_v p_t^2(v) \rangle}} \quad (2.2)$$

$\Delta\varphi$ représente l'angle entre le plan de réaction reconstruit et le vrai plan de réaction. m est la multiplicité de l'événement.

Le calcul est répété pour un grand nombre d'événements pour diverses multiplicités [Danielew85].

- Une autre méthode de détermination du plan de réaction consiste à effectuer une mesure précise de l'impulsion transverse du plus gros fragment. Le vecteur $\vec{Q}$ et la direction du faisceau définissent le plan de réaction [Abbott93].

Souvent les deux méthodes décrites sont utilisées dans les expériences pour estimer la précision de la détermination du plan de réaction.

2.3 Les différents types de flot

Le terme de flot est un terme générique qui représente l'ensemble des mouvements collectifs de la matière nucléaire après une collision entre deux ions. Pour l'analyse, on distingue dans le flot différentes composantes :

- le flot radial qui se manifeste lorsqu'aucune direction n'est privilégiée dans le référentiel du centre de masse (distribution sphérique d'impulsion). Celui-ci peut être observé dans les collisions centrales pour lesquelles la notion de plan de réaction disparaît. L'émission est alors isotrope dans le plan transverse.
- le flot dirigé
- le flot elliptique

Ces deux derniers décrivent la distribution azimutale dans les collisions non centrales.

À haute énergie, l'angle polaire principal du flot est très faible. Sa direction est voisine de celle du faisceau. La composante du flot dans le plan transverse perpendiculaire à la direction du faisceau contient l'essentiel de l'information physique.

La distribution azimutale du nombre des particules peut être développée en série de Fourier :

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{N_0}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{n \geq 1} V_n \cos n\phi \right) \quad (2.3)$$

N_0 est le nombre total de particules émises dans la collision.

$\phi = \varphi - \varphi_R$: φ et φ_R étant respectivement les angles azimutaux d'émission d'une particule et du plan de réaction.

$$V_n = \langle \cos n\phi \rangle = \langle \cos n(\varphi - \varphi_R) \rangle$$

On parle de flot lorsque la distribution en ϕ n'est pas isotrope ($V_n \neq 0$).

La valeur numérique du coefficient V_n donne par définition la mesure du flot d'ordre n . Les deux types de flots observés jusqu'ici correspondent aux composantes de Fourier d'ordre $n = 1$ (flot dirigé) et $n = 2$ (flot elliptique). Les termes d'ordre supérieur ne sont pas pris en compte. On développe donc la distribution azimutale des particules en se limitant à l'ordre deux :

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{N_0}{2\pi} (1 + 2V_1 \cos \phi + 2V_2 \cos 2\phi) \quad (2.4)$$

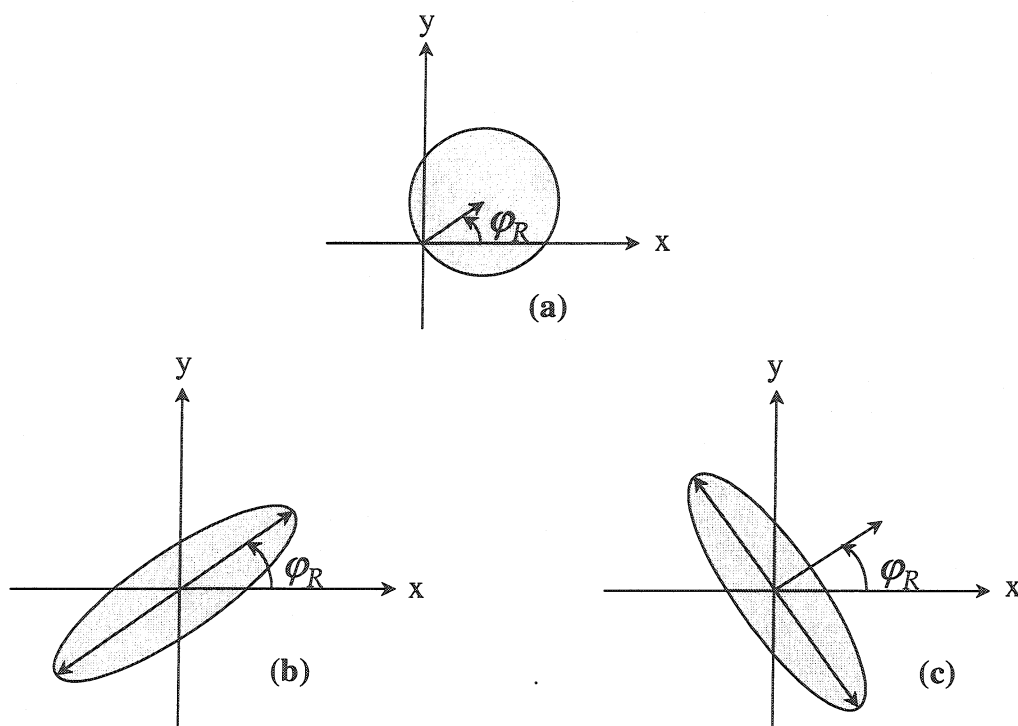


Figure 2.1 : Distribution des particules dans le plan transverse. φ_R caractérise l'angle du plan de réaction par rapport à un axe arbitraire choisi dans le plan transverse.

(a) : flot dirigé (ordre un)

(b) : flot elliptique (ordre deux) dans le plan de réaction

(c) : flot elliptique (ordre deux) perpendiculaire au plan de réaction

- Le premier terme, $V_1 \cos(\varphi - \varphi_R)$, représente le décentrage de la distribution azimutale des particules (Annexe A.2). On l'appelle flot dirigé (figure 2.1a).

Dans la région de rapidité du projectile, le flot dirigé a le signe de $\langle \cos(\varphi - \varphi_R) \rangle$. En conséquence, dans la région de rapidité de la cible, le flot dirigé est de signe contraire à $\langle \cos(\varphi - \varphi_R) \rangle$ (figure 2.2). Dans le cas de collisions symétriques, $\langle \cos(\varphi - \varphi_R) \rangle$ est une fonction impaire de la rapidité dans le centre de masse.

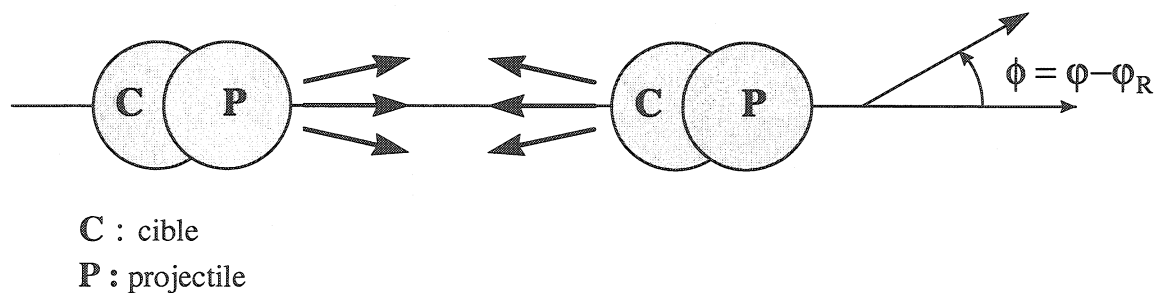


Figure 2.2 : Flot dirigé dans le plan transverse dans la région de rapidité du projectile.

(gauche) : direction du flot dirigé positif

(droite) : direction du flot dirigé négatif

2. LE FLOT DANS LES COLLISIONS D'IONS LOURDS

- Le terme d'ordre deux, $V_2 \cos 2(\varphi - \varphi_R)$ est la composante elliptique (Annexe A.2) de la distribution azimutale (figures 2.1b et 2.1c).

En raison de la symétrie de la collision par rapport au plan de réaction, l'un des axes de l'ellipse doit être contenu dans ce plan. Si le grand axe de l'ellipse est dans le plan de réaction, le flot est appelé flot elliptique dans le plan. Dans le cas contraire, on parle de flot elliptique hors du plan.

Le signe de $V_2 \cos 2(\varphi - \varphi_R)$ est positif si le flot elliptique est dans le plan et négatif dans le cas contraire (figure 2.3). Contrairement au flot dirigé, le flot elliptique a le même signe dans les régions de rapidité de la cible et du projectile, au moins dans le cas de collisions symétriques.

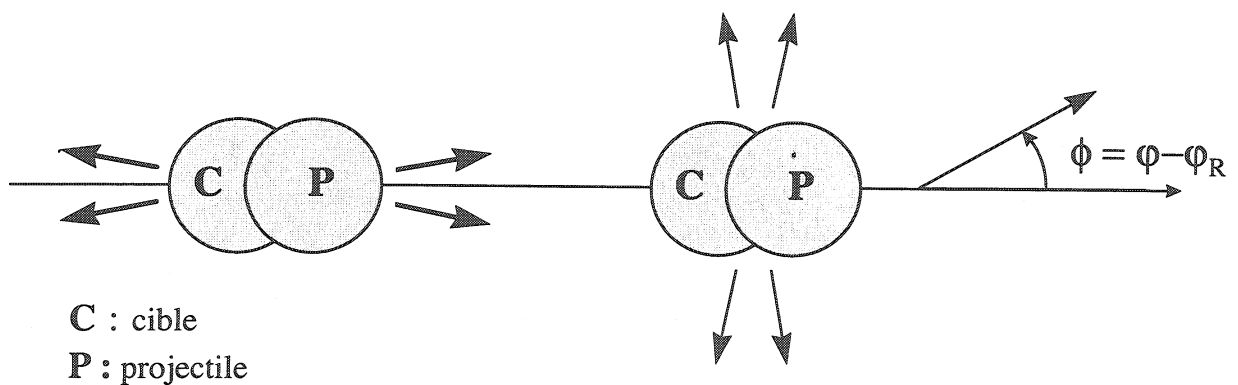


Figure 2.3 : Flot elliptique dans le plan transverse.
(gauche) : direction du flot elliptique dans le plan de réaction
(droite) : direction du flot elliptique hors du plan de réaction

2.4 Le flot dans les collisions d'ions lourds aux énergies faiblement relativistes

2.4.1 Nature du flot dans le plan transverse

On peut observer deux composantes principales : le flot dirigé (ou latéral) dans le plan de réaction et le flot elliptique (ou « squeeze-out ») hors du plan de réaction (**figure 2.4**)

2.4.1.1 Le flot latéral ou flot dirigé

Le flot dirigé est observé dans les collisions semi-centrales et périphériques. On distingue deux composantes dans le plan de réaction :

- le « side-splash » qui correspond à l'émission préférentielle des nucléons participants autour d'un angle θ_s par rapport à l'axe du faisceau.

- le « bounce-off » qui représente le rebond des nucléons spectateurs à un angle θ_b inférieur à celui du side-splash.

La limite entre ces deux composantes n'est pas très bien définie.

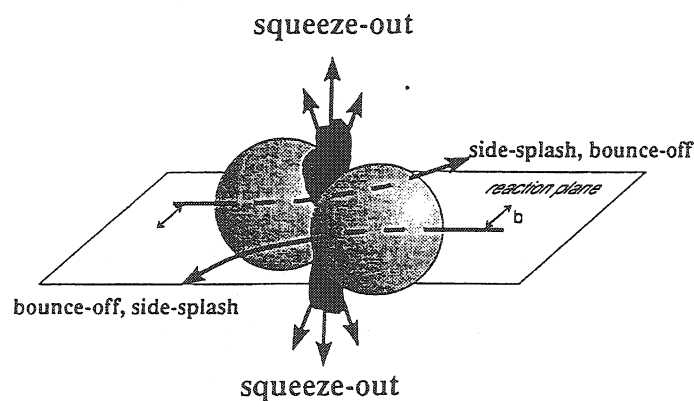


Figure 2.4 : Mouvement collectif de la matière nucléaire dans le plan de réaction (« bounce-off », « side-splash ») et hors du plan de réaction (« squeeze-out »).

Différents effets, aussi bien statiques que dynamiques peuvent être à l'origine du flot dirigé :

- L'effet dû à la compression de la matière qui interagit. La zone de recouvrement créée lors de la collision a une densité de matière élevée qui est à fort potentiel répulsif. Les particules ne peuvent pas pénétrer dans ce milieu et elles sont déviées dans le plan de réaction.

- L'effet MDI (Momentum Dependent Interaction) qui est purement dynamique. Il est dû à une force répulsive dépendant de l'impulsion relative des nucléons. La différence de vitesse entre les nucléons cible et projectile crée un potentiel qui augmente l'impulsion transverse des nucléons. Cette force entraîne aussi une émission de matière dirigée dans le plan de réaction.

2.4.1.2 Le flot radial

Ce type de flot présent dans les collisions centrales (§ 2.3) résulte aussi de la compression du système. Dans ce cas, le phénomène n'étant pas directif, la restitution de l'énergie de compression suffit à expliquer l'isotropie du flot. L'amplitude du flot dans ces collisions est très supérieure à celle du flot dirigé parce que ce phénomène implique tous les nucléons du projectile.

2.4.1.3 Le « squeeze out » ou flot elliptique hors du plan

Le flot elliptique hors du plan est constitué par l'émission de matière nucléaire dirigée perpendiculairement au plan de réaction (collisions semi-centrales et périphériques) (figure 2.4).

Dans les collisions semi-centrales, la restitution de l'énergie de compression, même si elle est naturellement isotrope, peut apparaître anisotrope à cause des résidus cible et projectile (nucléons spectateurs) qui sont encore proches de la région de recouvrement. Le phénomène de « squeeze out » correspond à une émission de particules plus importante dans une direction perpendiculaire à celle des fragments.

2.4.2 Principaux résultats

2.4.2.1 Le flot dirigé

L'importance du flot dirigé dépend de la centralité de la collision : il disparaît dans les collisions centrales à cause de la symétrie de la collision et dans les collisions très périphériques où les effets de compression sont faibles. Il est donc maximal dans les collisions semi-centrales, soit à un paramètre d'impact de 5-6 fm pour des collisions Au-Au [Crochet97b]. Les mesures sont faites dans ces conditions.

Pour des collisions symétriques, le flot dirigé est une fonction impaire de la rapidité dans le référentiel du centre de masse, avec une saturation vers les rapidités du projectile et de la cible et une allure linéaire au voisinage de la rapidité centrale. À cause de cette dépendance particulière (en forme de S), la méthode la plus employée pour étudier le flot dirigé [Danielew85] consiste à observer la dépendance en rapidité des valeurs moyennes par événement des impulsions transverses $\langle p_x \rangle$ dans le plan de réaction, et à mesurer la pente F de cette courbe dans la zone de rapidité centrale. F est appelé le paramètre de flot :

$$F = \left. \frac{d \langle p_x \rangle}{dy} \right|_{y_{CM}} \quad (2.5)$$

$\langle p_x \rangle$ est la composante du vecteur impulsion suivant $\hat{Q}$ (direction du plan de réaction).

La figure 2.5 montre des résultats obtenus par la collaboration FOPI [Crochet97a] pour des collisions Au-Au à 250A MeV par nucléon. Le flot dirigé est représenté en fonction de l'impulsion transverse $p_x^{(0)}$ dirigée dans le plan de réaction et de la rapidité $y^{(0)}$ dans le centre de masse de la collision. $y^{(0)}$ est normalisé à la rapidité du projectile. $p_x^{(0)}$ est calculée par nucléon et normalisée à l'impulsion d'un nucléon du projectile dans le centre de masse. Le dispositif expérimental couvrant seulement les rapidités dans la région du projectile, les mesures ont été effectuées à des rapidités positives ; les valeurs correspondant aux rapidités négatives sont déduites par symétrie. La dépendance de $\langle p_x^{(0)} \rangle$ en $y^{(0)}$ montre un comportement en forme de S, caractéristique du mouvement collectif dans le plan de réaction.

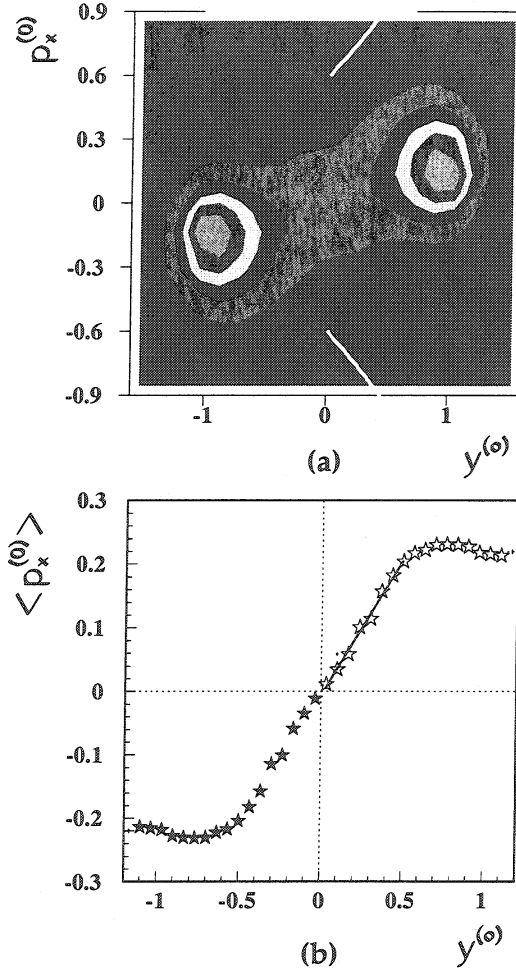


Figure 2.5 : Collisions Au-Au à 250 MeV par nucléon pour des fragments de charge $Z=4$ et pour un paramètre d'impact médian (5-6 fm) [Crochet97a].

(a) : nombre d'événements en fonction de $p_x^{(0)}$ et de $y^{(0)}$

(b) : évolution de $\langle p_x^{(0)} \rangle$ en fonction de la rapidité $y^{(0)}$

Les valeurs pour $y^{(0)} < 0$ sont obtenues par symétrie.

Aux énergies de l'AGS, le flot dirigé a été observé pour la première fois par la collaboration E877 [Barrette94] dans des collisions Au-Au à 10A GeV (calorimètre 4π).

2.4.2.2 Le flot elliptique

La dépendance en centralité du flot elliptique hors du plan est semblable à celle du flot dirigé. Cependant le maximum est situé à une valeur un peu plus grande du paramètre d'impact, environ 7 fm pour les collisions Au-Au au lieu de 5-6 fm pour le flot dirigé. Contrairement au flot dirigé, le flot elliptique ne dépend pratiquement pas de la rapidité.

2. LE FLOT DANS LES COLLISIONS D'IONS LOURDS

Ce flot a été observé pour la première fois par la collaboration Diogène [Demoulin90] avec un faisceau de néon à 800 MeV par nucléon. La collaboration de la Boule de Plastique a ensuite effectué une analyse systématique à partir de collisions Au-Au [Gutbrod90].

Le flot elliptique hors du plan est étudié autour de la rapidité zéro, là où le flot dirigé est le plus faible. Une méthode pour l'observer consiste à déterminer la distribution de l'angle azimutal ϕ' des particules par rapport au plan de réaction (figure 2.6). On constate deux pics à -90° et à $+90^\circ$ du plan de réaction.

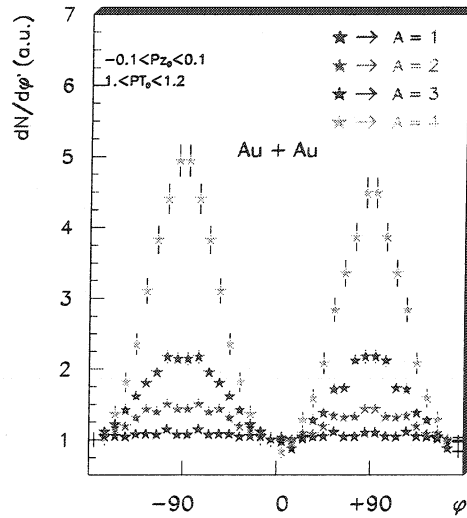


Figure 2.6 : Distributions $dN/d\phi'$ pour différents fragments ($A = 1$ à 4) dans les collisions Au-Au à 250 MeV par nucléon (FOPI) pour une centralité équivalente à un paramètre d'impact d'environ 3 fm.

Une autre méthode consiste à se placer dans le plan perpendiculaire à l'axe du flot dirigé. Dans ce plan, la composante du flot dirigé est nulle. Il est alors possible d'observer le « squeeze out » avec une meilleure précision. La détermination précise de cet angle est délicate.

2.5 Le flot dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SPS

2.5.1 Description des effets collectifs

Aux énergies relativistes, les phénomènes peuvent être décrits en termes de collisions de nucléons. Par contre, aux énergies ultrarelativistes du SPS ($\sqrt{s} \approx 17,3$ GeV), les collisions sont décrites par des interactions parton-parton. Le grand nombre de mésons créés dans la région de rapidité centrale augmente la probabilité d'observer une thermalisation du milieu formé. La mesure du flot fournit des informations sur cette thermalisation [Ollitrau92] qui est une condition nécessaire à la formation d'un QGP.

2.5.1.1 Le flot dirigé

Aux énergies ultrarelativistes, l'effet de rebond est très faible. Le flot dirigé a été observé au SPS par les expériences WA98 [Awes98], CERES/NA45 [Ceretto98], NA49 [Appelsh98] et EMU11 [Jain97]. Il semble être concentré dans les régions de fragmentation et presque absent de la région de rapidité centrale.

2.5.1.2 Le flot elliptique dans le plan

Contrairement aux énergies relativistes, on prévoit [Ollitrau92] que les nucléons spectateurs ne perturbent pas l'expansion de la matière dans la région d'interaction. Lors de la collision, les nucléons spectateurs quittent la région d'interaction au bout d'un temps d'environ $2R/\gamma$ où R correspond au rayon du noyau et γ au facteur de la contraction de Lorentz. Les particules créées sont alors libres de s'échapper de façon isotrope. Cependant, si une thermalisation partielle se produit, on s'attend à ce que les particules soient émises dans la direction où le gradient de pression est le plus élevé. Pour une collision non centrale, le système n'a pas de symétrie de révolution par rapport à la direction du faisceau incident. On montre que le gradient de pression le plus élevé est situé dans le plan de réaction. Cette anisotropie se manifeste par un flot elliptique dans le plan transverse.

Il faut noter qu'aux énergies de l'AGS, l'expérience E877 a fait état d'un flot elliptique dans le plan pour les protons mais non pour les pions [Barrette97].

2.5.2 Mesure du flot pour des particules identifiées

Aux énergies ultrarelativistes, la plus grande partie de l'énergie reste dans la direction longitudinale. L'étude du flot est alors effectuée dans le plan transverse.

La mesure du flot dirigé ($\langle \cos \phi \rangle$) et du flot elliptique ($\langle \cos 2\phi \rangle$) nécessite, pour chaque événement, la détermination de la distribution angulaire ϕ des particules par rapport à ϕ_R (angle azimutal du plan de réaction) : $\phi = \phi - \phi_R$.

La construction du vecteur $\vec{Q}$ permet de calculer ϕ_R :

$$\vec{Q} = \begin{pmatrix} Q \cos \phi_R \\ Q \sin \phi_R \end{pmatrix} = \sum_{k=1}^N w_k \begin{pmatrix} \cos \phi_k \\ \sin \phi_k \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

où ϕ_k est l'angle azimutal de la particule k et w_k son poids (+1 dans la région de rapidité du projectile et -1 dans la région de rapidité de la cible).

Les fluctuations dues à une multiplicité finie introduisent une erreur sur la mesure de la direction du plan de réaction ϕ_R . Les effets de cette erreur sur la mesure du flot doivent être corrigés [Ollitrau97]. En conséquence, l'incertitude sur ϕ s'écrit :

$$\Delta\phi = \phi_{R\text{mesuré}} - \phi_{R\text{vrai}}$$

Le calcul de la valeur moyenne de $\cos n\phi_{\text{mesuré}}$ sur un grand nombre d'événements permet d'obtenir une relation entre l'anisotropie mesurée ($\langle \cos n\phi_{\text{mesuré}} \rangle$) et le flot ($\langle \cos n\phi \rangle$) :

$$\langle \cos n\phi_{\text{mesuré}} \rangle = \langle \cos n\phi \rangle \langle \cos n\Delta\phi \rangle \quad (2.7)$$

où : $n = 1$ pour le flot dirigé
 $n = 2$ pour le flot elliptique

Le facteur de correction $\langle \cos n\Delta\phi \rangle$ s'écrit sous la forme [Ollitrau97] :

$$\langle \cos n\Delta\phi \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi e^{-\chi^2/2} \left[I_{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{\chi^2}{2} \right) + I_{\frac{n+1}{2}} \left(\frac{\chi^2}{2} \right) \right] \quad (2.8)$$

où I_k est la fonction de Bessel modifiée d'ordre k et χ un paramètre qui mesure la précision de la détermination du plan de réaction.

La méthode la plus courante utilisée pour estimer χ consiste à diviser de façon aléatoire l'événement en deux échantillons A et B contenant chacun la moitié des particules. Pour

chacun des échantillons, on construit de manière indépendante le vecteur $\vec{Q}$. On obtient deux vecteurs $\vec{Q}_A$ et $\vec{Q}_B$. χ est alors déterminé par la relation [Ollitrau98] :

$$\frac{N(90^\circ < \theta < 180^\circ)}{N(0^\circ < \theta < 180^\circ)} = \frac{\exp(-\chi^2 / 2)}{2} \quad (2.9)$$

où $\theta = |\varphi_{RA} - \varphi_{RB}|$ est l'angle entre $\vec{Q}_A$ et $\vec{Q}_B$.

Ayant mesuré χ , on en déduit $\langle \cos n\Delta\phi \rangle$ puis le flot $\langle \cos n\phi \rangle$.

Cette méthode donne une estimation raisonnable de l'angle du plan de réaction si le flot dirigé est suffisamment grand. S'il existe un flot elliptique dans le plan, une autre méthode utilisant ce flot permet de déterminer l'angle du plan de réaction [Ollitrau93]. φ_R est estimé à partir du vecteur $\vec{Q}_2$:

$$\vec{Q}_2 = \begin{pmatrix} Q_2 \cos 2\varphi_R \\ Q_2 \sin 2\varphi_R \end{pmatrix} = \sum_{k=1}^N w_k \begin{pmatrix} \cos 2\varphi_k \\ \sin 2\varphi_k \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Dans ce cas, w_k est positif car le signe du flot elliptique ne dépend pas de la rapidité. Avec cette méthode, l'angle azimutal du plan de réaction est défini à π près. Elle permet donc de mesurer seulement les coefficients de Fourier d'ordre pair.

2.5.3 Mesure du flot en énergie transverse neutre

La segmentation en plusieurs secteurs des calorimètres des expériences NA38/NA50 permet l'étude de la distribution de l'énergie dans le plan transverse et donc la mesure du flot.

Ces calorimètres électromagnétiques mesurent le flux d'énergie transverse emporté par les particules neutres, principalement des π^0 , produites au cours des collisions. L'énergie transverse neutre ainsi mesurée est proportionnelle à la multiplicité. Le chapitre 6 présente une étude du flot en énergie transverse neutre en fonction de la centralité de la réaction. Ces deux grandeurs sont mesurées par les mêmes outils : les calorimètres électromagnétiques.

Chapitre 3

3. Le dispositif expérimental

3.1 Introduction

L'expérience NA50 étudie la production de paires de muons dans les interactions d'ions et de protons ultrarelativistes sur cibles fixes. Elle utilise les faisceaux du SPS du CERN. Le dispositif expérimental (figure 3.1) est situé dans la zone Nord du SPS. L'appareillage est conçu pour supporter les hauts taux de radiations produits.

Les muons sont analysés par un spectromètre magnétique qui sert à mesurer leur impulsion et reconstruire leur trajectoire. Ce spectromètre, de grande acceptance, fonctionne avec un faisceau d'intensité élevée.

Une cible fragmentée, dite active, permet de déterminer le vertex de l'interaction.

La centralité de la réaction est déterminée à partir des données :

- du calorimètre électromagnétique (EM) qui mesure l'énergie transverse neutre émise dans la collision,
- du calorimètre hadronique à zéro degré (ZDC) qui mesure l'énergie des fragments spectateurs du projectile,
- du détecteur de multiplicité qui donne une estimation du nombre de particules chargées.

Ce dispositif est complété par un ensemble de détecteurs qui contrôlent le faisceau :

- L'hodoscope BH (« Beam Hodoscope ») permet le contrôle et la mesure directe du faisceau (intensité, empilement).
- Les hodoscopes BHI et BHI_{new} permettent de rejeter les événements dimuons lorsque l'ion incident a interagi avec une des lames de quartz du BH.
- Deux compteurs antihalo (AH_{1,2}) situés au voisinage et en amont de la cible permettent d'identifier un éventuel halo de particules.
- Le profil du faisceau est obtenu périodiquement au moyen de chambres à fils (GANIL).
- Les télescopes contrôlent la stabilité de la luminosité dans le temps.

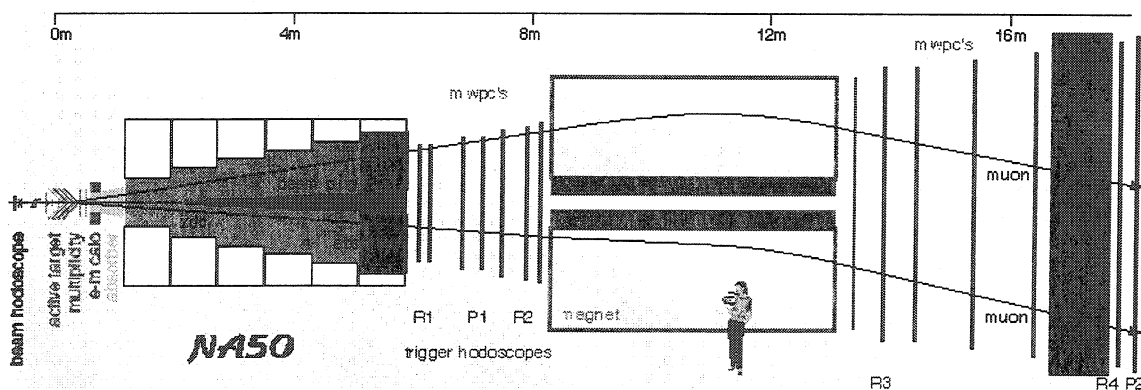


Figure 3.1 : Dispositif expérimental de l'expérience NA50.

3.2 Le spectromètre à muons

Le spectromètre sert à mesurer les paramètres cinématiques des dimuons.

Il mesure environ vingt mètres sur cinq mètres. Il est décrit en détail dans les références [Anderson84] et [Baglin89]. Ses qualités essentielles sont le fonctionnement à haut taux de comptage, une bonne résolution en masse et une grande acceptance. Au voisinage de la masse du J/ψ , la résolution est de 3,2% et l'acceptance de 13%. Il permet de détecter les muons dans l'intervalle de pseudo-rapidité $2,8 < \eta < 4,0$.

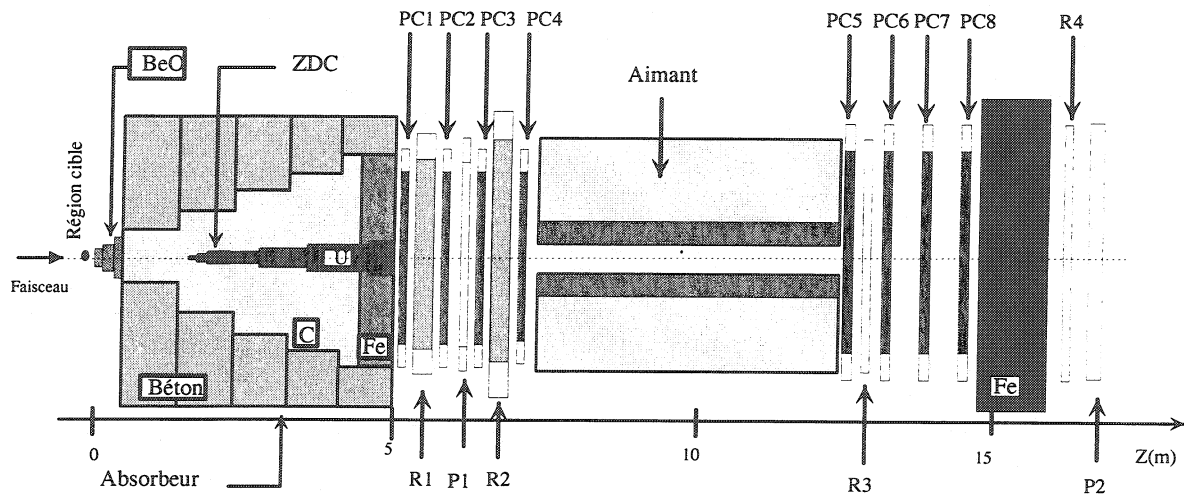


Figure 3.2 : Spectromètre à muons de l'expérience NA50.

Le spectromètre à muons est constitué (figure 3.2) :

- d'un aimant à champ magnétique toroïdal qui dévie les particules sans modifier le plan azimutal de leur trajectoire,
- de deux ensembles constitués chacun de quatre chambres à fils (PC1 à PC4 et PC5 à PC8) qui permettent de reconstruire les traces avant et après l'aimant.

L'ensemble est séparé de la région cible par un absorbeur qui a pour rôle d'arrêter les hadrons.

3.2.1 L'aimant

L'aimant toroïdal est de symétrie hexagonale (figure 3.3). Il mesure 4,8 mètres de long et son rayon est de 2 mètres. Le champ magnétique est produit par six bobines enroulées autour de secteurs de fer de 4 mètres de long et de 18 degrés en azimuth. Sur les 60 degrés de chacun des six sextants, 18 degrés sont donc occupés par un secteur de fer. Les bobines sont parcourues par un courant pulsé de 7000 ampères synchrone du déversement de l'accélérateur SPS.

Les muons qui passent à travers les secteurs de fer subissent une diffusion multiple trop importante pour que le calcul de leur impulsion soit précis. Seules les traces localisées dans l'entrefer sont analysées.

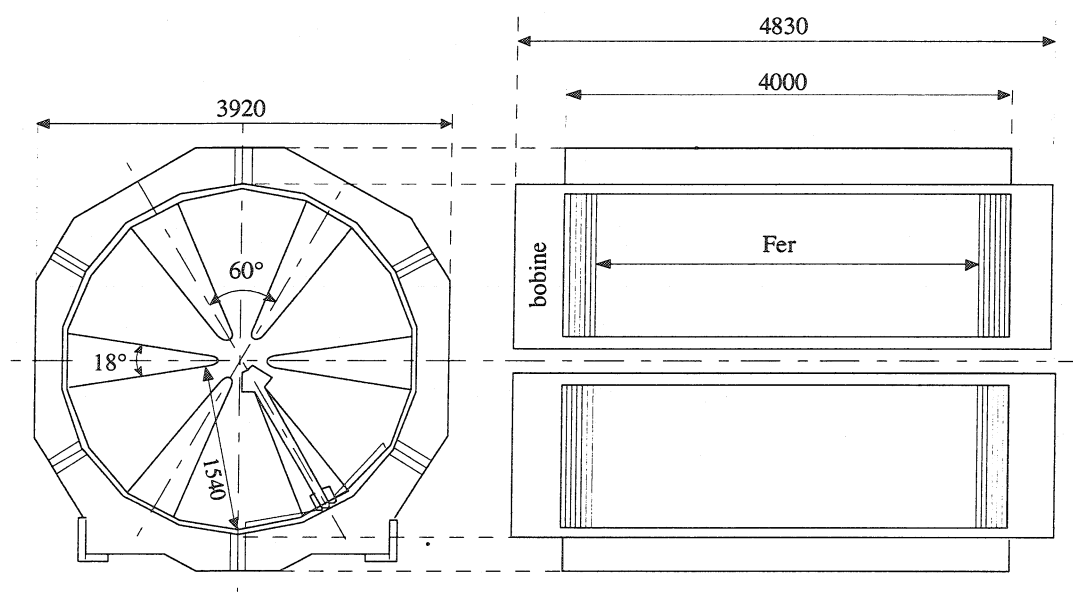


Figure 3.3 : Aimant à champ magnétique toroïdal.

L'intensité du champ magnétique est inversement proportionnelle à la distance r à l'axe du faisceau :

$$\vec{B}(r) = \frac{B_0}{r} \vec{u}_\varphi$$

où : r est la distance à l'axe de l'aimant,

$B_0 = 0,383 \text{ Tm}$ pour un courant de 7000 A,

φ est l'angle azimuthal,

$\vec{u}_\varphi$ est le vecteur unitaire tangent au cercle de rayon r .

3. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

En raison de la dépendance en $1/r$ du champ magnétique, l'angle de déflexion des muons de grande énergie $\Delta\theta$ est inversement proportionnel à leur impulsion transverse [Fleuret97] :

$$\Delta\theta = \frac{qB_0}{P_T} \ln\left(\frac{z_s}{z_e}\right)$$

où : q est la charge de la particule,

P_T est l'impulsion transverse de la particule,

z_e et z_s sont les distances séparant la cible des faces d'entrée et de sortie de l'aimant.

La mesure de l'angle de déflexion de chacun des muons permet ainsi de calculer la valeur de l'impulsion transverse de ces muons.

3.2.2 Les chambres proportionnelles à fils

Quatre chambres proportionnelles à fils de 1,3 mètre de rayon (PC1 à PC4) situées devant l'aimant permettent de reconstruire les traces des particules entrantes. De la même façon, quatre chambres à fils de 2 mètres de rayon (PC5 à PC8) situées après l'aimant permettent de reconstruire les traces des muons après leur déviation dans l'aimant (figure 3.2).

Les chambres sont de géométrie hexagonale, comme l'aimant. Chacune est constituée de trois plans de fils, tournés de 60 degrés l'un par rapport à l'autre et espacés de 2,2 cm suivant Oz (figure 3.4). Ces plans sont constitués de fils de tungstène dorés de 20 μm de diamètre et distants de 3 mm.

3. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

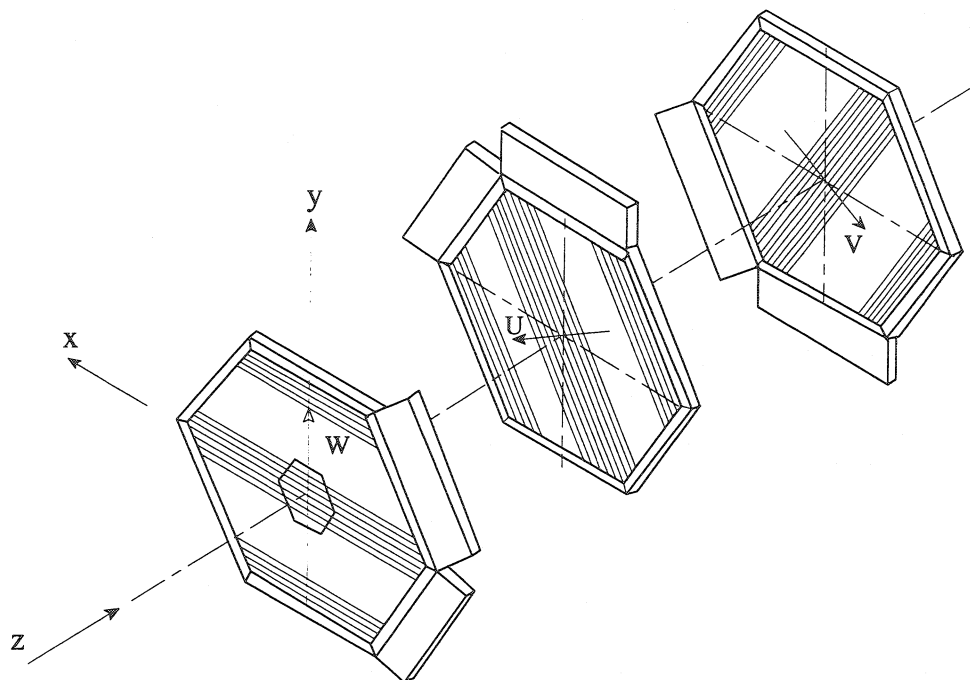


Figure 3.4 : Disposition relative des trois plans de chaque chambre proportionnelle à fils.

3.2.3 L'absorbeur

Un absorbeur de hadrons est situé à l'avant du spectromètre (figure 3.2).

Son rôle est d'absorber les mésons π et K produits au cours des interactions, sans trop affecter la trajectoire des muons.

Pour minimiser la diffusion coulombienne multiple qui affecte la trajectoire des muons, le nombre de longueurs de radiation du matériau doit être aussi petit que possible. Pour éliminer efficacement les mésons π et K avant qu'ils ne se désintègrent en $\mu + \nu$, il est essentiel de placer, dès le début de leur trajectoire, un matériau ayant une petite longueur d'interaction. Le choix des matériaux de l'absorbeur résulte d'un compromis entre ces deux impératifs.

L'absorbeur est constitué de plusieurs parties (figure 3.2). Le premier élément est un bloc d'oxyde de béryllium (BeO) situé à environ 25 cm du centre de la cible. Ce pré-absorbeur a pour rôle de faire interagir le plus tôt possible les particules secondaires (mésons π et K). Les particules qui n'ont pas interagi dans le BeO rencontrent ensuite un assemblage de cylindres de carbone qui couvrent l'acceptance du spectromètre sur une longueur de 4 mètres. Cet ensemble de carbone est suivi de 80 centimètres de fer. Les fragments et les ions du faisceau qui n'ont pas interagi sont absorbés dans la partie centrale par le calorimètre à zéro degré suivi d'un bloc d'uranium.

3.3 La cible

Les phénomènes étudiés étant de faible section efficace, il est nécessaire de disposer à la fois d'un faisceau d'intensité élevée ($> 10^7$ ions plomb par burst) et d'une cible épaisse. Afin d'identifier les réinteractions de fragments de projectiles et de particules secondaires dans la cible, celle-ci est divisée en ciblètes de faibles épaisseurs réparties sur une longueur de 15 centimètres. L'identification de la ciblète où a eu lieu l'interaction se fait à l'aide de lames de quartz qui mesurent la lumière Cerenkov induite par les particules chargées qui traversent les lames. Deux lames sont placées en aval de chaque ciblète, de part et d'autre de l'axe du faisceau (figure 3.5). Les interactions éventuelles en amont de la cible sont identifiées par un ensemble de deux lames placées devant la première ciblète.

Ce dispositif permet :

- de déterminer avec précision le vertex afin de réduire les incertitudes sur le calcul de l'énergie transverse et les paramètres cinématiques du dimuon,
- de détecter les réinteractions.

La cible est fragmentée en sept ciblètes espacées de 2,5 cm. La première et la septième ont une épaisseur de 1 mm et les autres de 2 mm, soit au total 30% de longueur d'interaction. Les sept ciblètes ont une section circulaire. La première (5 mm de diamètre) est plus grande que les 6 autres. Elle intercepte tout le faisceau et sert de norme pour la mesure des sections efficaces. Les autres ciblètes ont un diamètre de 2,5 mm afin de minimiser la probabilité d'interaction des particules produites dans une ciblète avec les ciblètes suivantes.

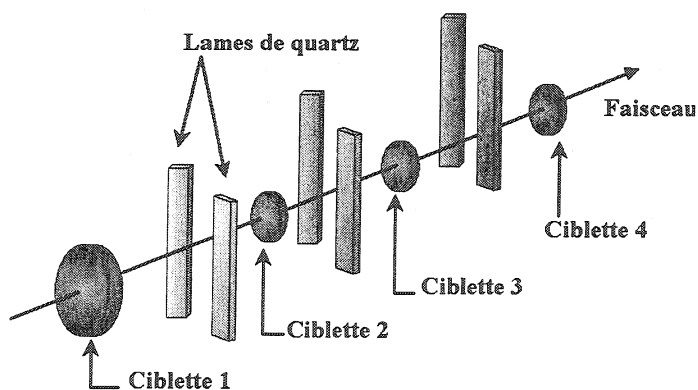


Figure 3.5 : Disposition des ciblètes et des lames de quartz.

L'efficacité de l'identification du vertex d'interaction dépend de la ciblète. Elle est supérieure à 92% pour la première et à 85% pour les autres. Cette efficacité est un paramètre important pour le calcul des sections efficaces.

Une description complète du fonctionnement de la cible est donnée dans [Bellaich97].

3.4 Mesure de la centralité de la collision

La connaissance de la centralité de l'interaction joue un rôle essentiel dans l'étude des collisions d'ions lourds. Pour déterminer cette centralité, le dispositif expérimental de l'expérience NA50 est doté d'un détecteur de multiplicité, d'un calorimètre électromagnétique (EM) et d'un calorimètre hadronique à zéro degré (ZDC).

3.4.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique mesure le flux d'énergie transverse emporté par les particules neutres produites au cours des collisions. Il permet d'estimer le paramètre d'impact et la densité d'énergie. Il est situé entre le détecteur de multiplicité et l'absorbeur. Ce détecteur servant aussi à étudier le flot, sa description fait l'objet du chapitre suivant.

3.4.2 Le calorimètre hadronique à zéro degré

Le calorimètre hadronique à zéro degré (ZDC) (**figure 3.6**) mesure l'énergie emportée par les fragments du projectile. Il permet donc de mesurer l'énergie mise en œuvre dans la collision et de déterminer le nombre de participants :

$$E_{\text{collision}} = E_{\text{faisceau}} - E_{\text{ZDC}}$$

Le ZDC est situé au centre de l'absorbeur de hadrons (**figure 3.6**). Sa face avant est à 165 cm de la cible centrale. Sa longueur est de 65 cm pour une section de 5x5 cm². Il est constitué de 30 lattes de tantale de 1,56 mm d'épaisseur dans lesquelles sont placées 900 fibres de quartz de 0,365 mm de diamètre et de 1,8 m de longueur. La distance entre deux fibres est égale à 1,5 mm. Le rapport volumique fibres de quartz/tantale est de 1/17. Le ZDC est très résistant aux radiations.

Le tantale provoque la dégradation de l'énergie de toutes les particules (protons, fragments, etc.) dont la trajectoire est voisine de l'axe du faisceau. La lumière Cerenkov émise dans les fibres de quartz est mesurée par des photomultiplicateurs. Le regroupement des fibres en quatre torons correspondant aux quatre quadrants fournit des indications sur la position du faisceau.

La résolution du calorimètre à zéro degré pour des ions plomb de 158 GeV/c par nucléon vaut :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 7\%$$

La corrélation entre l'énergie transverse neutre du calorimètre électromagnétique et l'énergie hadronique du ZDC est représentée **figure 3.7**. Ces deux détecteurs donnent des informations complémentaires fortement corrélées.

3. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

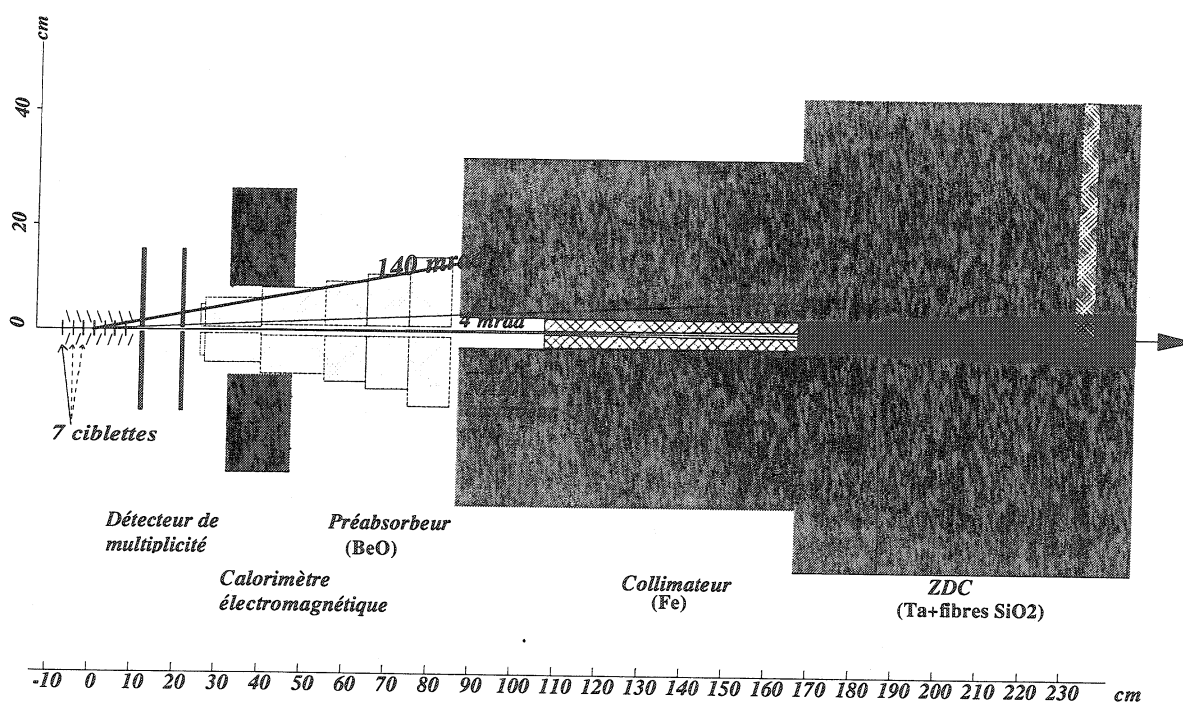


Figure 3.6 : Vue détaillée de la région cible.

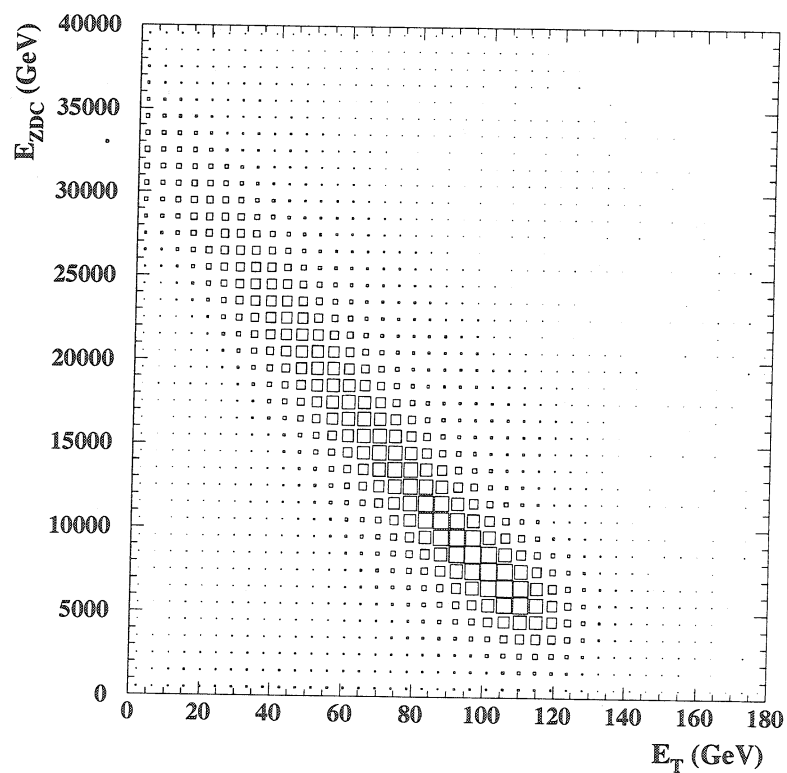


Figure 3.7 : Corrélation entre l'énergie transverse neutre du calorimètre électromagnétique et l'énergie hadronique du ZDC.

3.4.3 Le détecteur de multiplicité (MD)

Ce détecteur, situé entre la dernière cible et le calorimètre électromagnétique, mesure la multiplicité des particules chargées produites dans les collisions. Il est constitué de deux plans MD1 et MD2, contenant chacun environ 7000 microbandes en silicium. Chaque plan est divisé en 3 couronnes. Il couvre pour l'ensemble des cibles une acceptation en pseudo-rapacité de $1,5 < \eta < 3,9$.

3.5 Les détecteurs de contrôle du faisceau

3.5.1 L'hodoscope de faisceau ou « BH »

Dans les collisions Pb-Pb, l'intensité du faisceau est d'environ $5 \cdot 10^7$ ions répartis dans un intervalle de temps de 5 secondes. Ce déversement se reproduit toutes les 15 secondes (à chaque cycle du SPS). À cette intensité, la probabilité pour que plusieurs particules se présentent dans l'intervalle de temps de l'acquisition (20 ns) est de l'ordre de 20%. Un hodoscope, situé à 22 mètres en amont de la cible, à un endroit où le faisceau est suffisamment large ($\sigma_x = 0,8$ mm et $\sigma_y = 6$ mm), détecte le passage des ions incidents. Il est ainsi possible de compter ces ions pendant la durée de l'ouverture de la porte d'analyse et de reconnaître « l'empilement faisceau ».

Le BH est constitué d'un plan de 16 lames de quartz de 0,7 mm d'épaisseur. L'ensemble couvre une surface de dimensions 20x70 mm². Les dimensions des lames sont adaptées à la fraction de faisceau qu'elles interceptent de façon à avoir le même taux de comptage. Cette géométrie permet de détecter jusqu'à 10^8 ions par cycle avec une efficacité voisine de 98 %.

Deux détecteurs situés derrière l'hodoscope ont pour rôle d'identifier les interactions entre l'ion incident et une lame de quartz du BH. Ce sont les BHI et BHI_{new}.

Le BHI est composé de deux lames scintillantes verticales placées de part et d'autre du faisceau. Il couvre une zone de rapidité comprise entre 2,0 et 3,1.

Le BHI_{new} est formé de 4 quadrants placés en aval du BHI. Sa partie centrale est percée d'un trou aux dimensions du BH. Son domaine de mesure couvre des rapidités plus grandes que celles du BHI ($3,3 < \eta < 5,1$).

3.5.2 Les compteurs « antihalo »

Les anti-halos AH₁ et AH₂ sont constitués de deux lames carrées de quartz percées d'un trou de 3 mm de diamètre et sont placés à 512 et 187 mm en amont de la première cible. Toute particule chargée dont la trajectoire s'écarte de plus de 1,5 mm de l'axe du faisceau est considérée comme parasite. Tout événement coïncidant sur les détecteurs AH₁ et AH₂ sera éliminé de l'analyse.

3.5.3 Les chambres GANIL

Les chambres dites GANIL sont des chambres à fils situées devant les cibles. Elles assurent le contrôle en ligne des profils horizontal et vertical du faisceau avec une précision de 0,25 mm dans chacune de ces directions. Chaque ensemble est composé de deux chambres dont les plans de fils au pas de 0,5 mm sont décalés géométriquement, ce qui assure un pas équivalent de 0,25 mm. Ces chambres escamotables sont utilisées dans la phase du réglage du faisceau

3.5.4 Les télescopes

Trois télescopes (un vertical et deux latéraux) permettent de contrôler l'uniformité du déversement, la luminosité et la qualité du faisceau. Ce sont des scintillateurs pointant à 90° vers la cible. Étant situés hors de l'axe du faisceau, ils ne reçoivent que les produits des interactions, d'où un faible taux de comptage proportionnel à la luminosité.

3.6 Les hodoscopes de déclenchement

Les hodoscopes assurent le déclenchement du système d'acquisition. Ils sont au nombre de quatre : deux hodoscopes, R1 et R2, sont placés avant l'aimant et les deux autres, R3 et R4, après l'aimant (figure 3.2).

Ils sont de symétrie hexagonale. Chacun est divisé en six sextants de 24 (R3), 30 (R1, R2) et 32 (R4) lattes de scintillateurs placées perpendiculairement à l'axe du faisceau (figure 3.8).

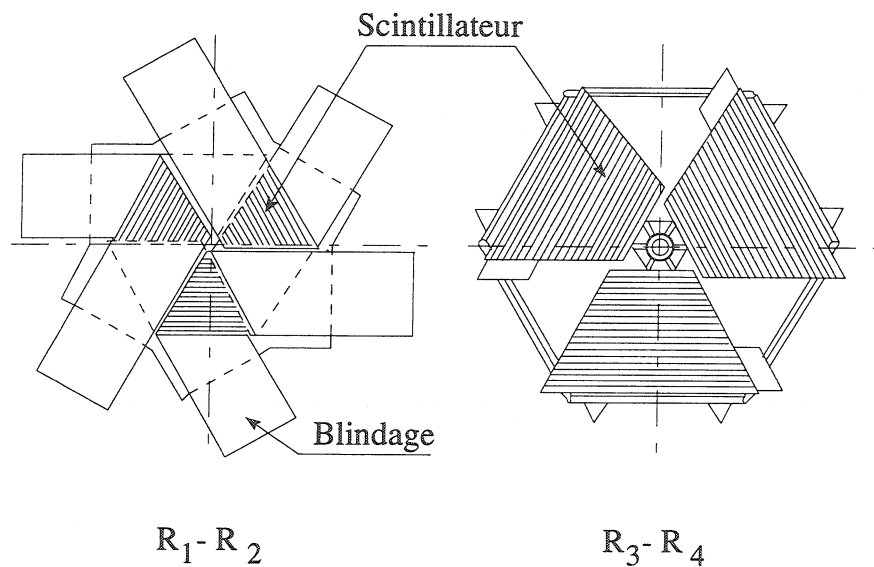


Figure 3.8 : Les hodoscopes de déclenchement.

La coïncidence entre les hodoscopes R1 et R2 permet de sélectionner les particules provenant de la cible. Les largeurs des lattes R1 et R2 sont conçues de telle façon que, vue depuis la cible, la $n^{\text{ième}}$ latte de R2 soit l'homothétique de la $n^{\text{ième}}$ latte de R1 (figure 3.9). Pour tenir compte de l'extension spatiale de la zone cible et pour augmenter l'acceptance des dimuons de basses masses, la coïncidence entre la $n^{\text{ième}}$ latte de R1 et la $(n-1)^{\text{ième}}$ latte de R2 est acceptée. Les lattes, de grande longueur (environ un mètre), sont lues à une seule de leurs extrémités par un photomultiplicateur. Le temps de transit de la lumière entre le point d'impact et le photomultiplicateur dépend de l'endroit où le scintillateur a été touché. Ce temps est sujet à des fluctuations. Pour les minimiser, les PM sont disposés à une extrémité pour les lattes R1 et à l'opposé pour les lattes R2.

Les hodoscopes R3 et R4 sont situés derrière l'aimant. R4 est placé derrière un mur de fer qui ne laisse passer que les muons.

3. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

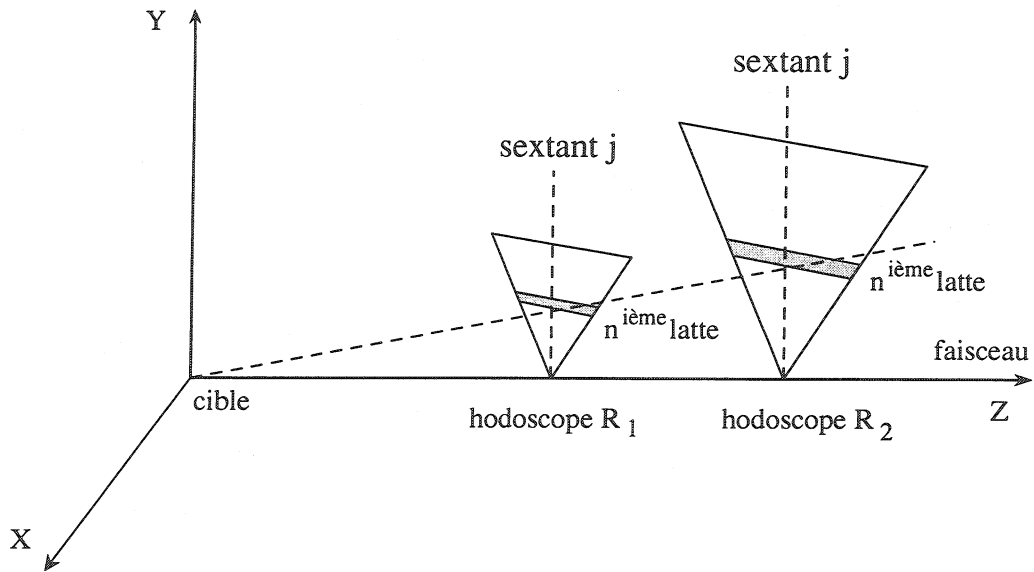


Figure 3.9 : *Disposition des lattes des hodoscopes.*

Le déclenchement du système d'acquisition est réalisé à partir des informations délivrées par les hodoscopes R_1 à R_4 . Une première coïncidence entre les hodoscopes R_1 et R_2 définit une trace pointant vers la cible. Cette coïncidence est appelée « coïncidence V ». Une seconde coïncidence $V \wedge R_4$ validée par R_3 permet de sélectionner les paires de demi-traces amont et aval dont les directions se recoupent au centre de l'aimant. Deux muons ayant ces caractéristiques sont nécessaires pour déclencher le système d'acquisition (« trigger »). Les indications des hodoscopes sont aussi utilisées pour faciliter la reconstruction des trajectoires des muons.

Pour une intensité moyenne de $3 \cdot 10^7$ ions plomb par déversement, il y a environ 900 déclenchements de l'acquisition.

Deux hodoscopes, $P1$ et $P2$ (**figure 3.2**) situés respectivement devant l'aimant et derrière le mur de fer, permettent la mesure de l'efficacité du déclenchement.

3. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Chapitre 4

4. Le calorimètre électromagnétique

4.1 Introduction

Les calorimètres électromagnétiques des expériences NA38 et NA50 ont été conçus pour mesurer, à chaque interaction, l'énergie transverse totale neutre produite dans la réaction. Cette énergie est proportionnelle au nombre de nucléons participants comme le montre la corrélation avec les mesures (dans l'expérience NA50) de l'énergie des spectateurs (fragments du projectile) réalisée par le calorimètre hadronique à zéro degré (ZDC). La mesure de l'énergie transverse permet aussi d'estimer la densité d'énergie atteinte lors de l'interaction grâce à la formule de Bjorken (§ 1.2.2).

Les calorimètres électromagnétiques des expériences NA38 et NA50 se différencient en plusieurs points (tableau 4.1) :

- les dimensions transverses du calorimètre NA38 sont deux fois plus petites que celles du calorimètre NA50,
- le calorimètre NA38 est constitué de 30 secteurs (5 couronnes divisées en 6 sextants) contre 24 (4 couronnes) pour le calorimètre NA50,
- le calorimètre NA38 couvre le domaine d'acceptance angulaire du spectromètre qui analyse les muons ($\Delta\eta = [1,7 - 4,1]$) afin de prendre en compte l'essentiel de l'énergie dissipée dans l'interaction alors que le calorimètre NA50 a été placé à l'extérieur de l'acceptance angulaire du spectromètre ($\Delta\eta = [1,1 - 2,3]$) afin de ne pas dégrader la résolution en masse de ce dernier.

couronne	$\Delta\eta$	dimensions (cm)
1	[3,61 - 4,19]	[0,80 - 1,50]
2	[3,07 - 3,61]	[1,50 - 2,50]
3	[2,50 - 3,07]	[2,50 - 4,35]
4	[2,01 - 2,50]	[4,35 - 6,75]
5	[1,60 - 2,01]	[6,75 - 10,32]
NA38		
couronne	$\Delta\eta$	dimensions (cm)
1	[1,82 - 2,19]	[8,1 - 11,6]
2	[1,47 - 1,82]	[11,6 - 16,7]
3	[1,28 - 1,47]	[16,7 - 21,0]
4	[1,14 - 1,28]	[21,0 - 24,4]
NA50		

Tableau 4.1 : Dimensions et domaines de rapidité de mesure (cible 18 pour NA38 et cible 4 pour NA50) des différentes couronnes des calorimètres électromagnétiques des expériences NA38 et NA50.

4. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Dans la suite de ce chapitre, seul le calorimètre électromagnétique de l'expérience NA50 est décrit.

4.2 Description du calorimètre

4.2.1 Le bloc convertisseur

Le bloc convertisseur du calorimètre est l'élément détecteur du calorimètre. Il dégrade l'énergie cinétique des particules. Il est constitué d'un alliage plomb-bismuth et de fibres scintillantes dans les proportions volumiques 2/3 - 1/3 (figure 4.1). Le plomb, qui est un matériau dense, provoque le développement de gerbes électromagnétiques :

- les mésons π_0 se désintègrent en 2 photons dès leur production,
- les photons primaires engendrent des cascades électromagnétiques.

Les fibres scintillantes, de 2 mm de diamètre, sont en polystyrène. Elles convertissent une partie de l'énergie de la gerbe électromagnétique en lumière et la transmettent au système de lecture.

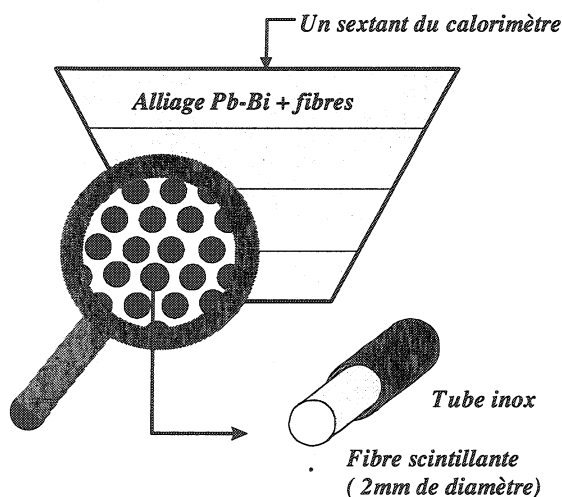


Figure 4.1 : Détails du calorimètre.

Le bloc convertisseur a une forme hexagonale de 48,8 cm de section (contre 20,6 cm pour le calorimètre NA38). Sa longueur de 14 cm (12 pour NA38) correspond à 15,5 longueurs de radiation. Cela permet d'absorber en moyenne 90% de l'énergie de la gerbe électromagnétique. Une simulation indique que seulement 3% de cette énergie est recueillie par les fibres scintillantes. La lumière produite dans les fibres est ensuite transmise à des photomultiplicateurs par des fibres optiques.

Pour calculer l'énergie transverse neutre, il est indispensable de mesurer le flux d'énergie émis dans plusieurs domaines de rapidité (§ 4.3). C'est pour effectuer cette mesure que le bloc convertisseur du calorimètre a été segmenté en 4 couronnes concentriques (5 couronnes pour NA38). Chaque couronne est subdivisée en six sextants pour des raisons mécaniques de réalisation, ce qui fait un total de 24 secteurs (30 secteurs pour NA38) (figure 4.2). Pour des raisons techniques, les deux couronnes externes couvrent un domaine de pseudo-rapidité deux fois plus faible que celui des couronnes centrales. L'intervalle de

4. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

pseudo-rapidité couvert par une couronne centrale est d'environ 0,34 (pour la cible 4). Au centre du calorimètre est placé le pré-absorbeur de béryllium (§ 3.2.3).

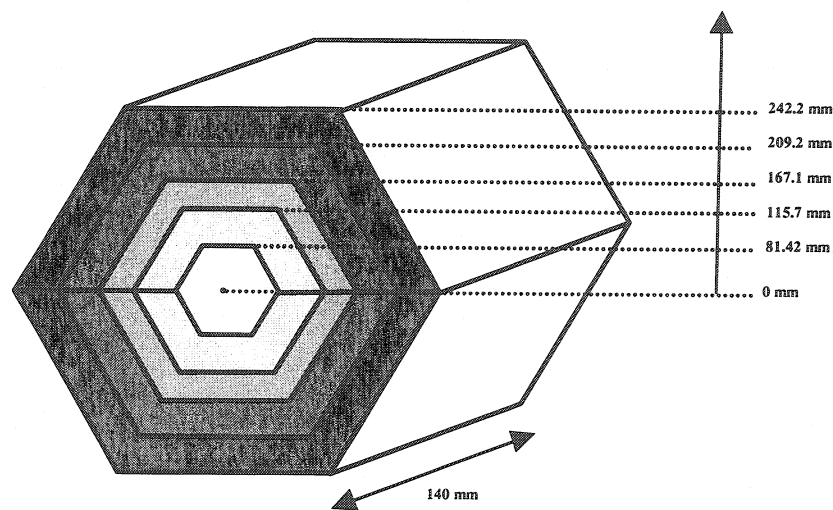


Figure 4.2 : Le calorimètre électromagnétique.

Une plaque en acier de 15 mm d'épaisseur et de forme hexagonale, située contre la face avant du calorimètre, permet de presser les fibres scintillantes contre le système de lecture situé à l'arrière du calorimètre et joue le rôle de prégerbificateur.

4.2.2 Le système de lecture

À la sortie de chaque secteur, la lumière est collectée au niveau de chaque fibre scintillante par une fibre blanche gainée de 1 mm de diamètre et est conduite vers un photomultiplicateur afin d'être analysée. Cette lecture fibre à fibre permet de minimiser l'encombrement du système de lecture. Les fibres blanches sont réunies en torons dont les diamètres n'excèdent pas ceux des photocathodes (32 mm). Les photomultiplicateurs ont leur axe parallèle à l'axe du faisceau et sont disposés en couronne autour du bloc convertisseur. Les photocathodes sont ainsi peu soumises aux flux de particules chargées qui pourraient nuire à leur fonctionnement.

4.3 Développement des gerbes électromagnétiques

Les particules secondaires émises lors d'une interaction de photons ou d'électrons avec la matière constituent une gerbe électromagnétique.

Le développement de la gerbe entraîne un accroissement du nombre de particules secondaires. Lorsque leur énergie moyenne est faible, les processus de création de paires et de rayonnement de freinage deviennent peu probables. La gerbe cesse alors de croître.

L'extension longitudinale de la gerbe dépend de l'énergie du photon. Par contre, l'élargissement de la gerbe est pratiquement indépendant de l'énergie incidente. Un cylindre de rayon R_M (rayon de Molière) centré sur la direction du photon contient 90% de l'énergie dissipée :

$$R_M = X_0 \frac{21,2}{E_c} \quad \text{avec} \quad E_c = \frac{610}{Z + 1,24}$$

où : X_0 est la longueur de radiation
 E_c est l'énergie critique

On trouve :

- pour le calorimètre NA38 (alliage plomb antimoine fibres) :

$$\left. \begin{array}{l} X_0 = 0,94 \text{ cm} \\ Z = 73,3 \end{array} \right\} \rightarrow R_M = 2,4 \text{ cm}$$

- pour le calorimètre NA50 (alliage plomb bismuth fibres) :

$$\left. \begin{array}{l} X_0 = 0,957 \text{ cm} \\ Z = 75,07 \end{array} \right\} \rightarrow R_M = 2,5 \text{ cm}$$

La taille du rayon des gerbes électromagnétiques est donc loin d'être négligeable par rapport aux dimensions des secteurs du calorimètre, surtout dans le cas du calorimètre NA38 (§ 4.1).

4.4 Mesure de l'énergie transverse neutre

Pour mesurer une énergie transverse à l'aide du calorimètre, il faut non seulement collecter l'énergie dissipée par les gerbes électromagnétiques mais aussi connaître l'angle d'émission des particules.

4.4.1 Principe du calcul de l'énergie transverse neutre

Si $E^0(\Delta\eta)$ est l'énergie neutre émise dans le domaine $\Delta\eta$, l'énergie transverse s'écrit :

$$E_{tr}^0(\Delta\eta) \approx E^0(\Delta\eta) \sin \bar{\theta}$$

On appelle $\bar{\theta}$ l'angle moyen de l'intervalle de pseudo-rapacité ($\Delta\eta$ petit).

Pour obtenir une mesure précise de l'énergie transverse, le calorimètre est divisé en quatre couronnes (ou "Rings" notés R avec $R = 1, 4$). Chaque couronne R couvre un intervalle de pseudo-rapacité $\Delta\eta_R$. On peut alors écrire, pour chaque couronne :

$$E_{tr}^0(\Delta\eta_R) = E^0(\Delta\eta_R) \sin \bar{\theta}_R$$

L'énergie transverse neutre $E_{tr}^0(\Delta\eta_R)$ émise dans l'intervalle de pseudo-rapacité $\Delta\eta_R$ de la couronne R est déterminée à partir de l'énergie $E_R^{mesurée}$ mesurée dans la couronne R par :

$$E_{tr}^0(\Delta\eta_R) = \frac{E_R^{mesurée}}{\varepsilon_R(\Delta\eta_R)} \sin \bar{\theta}_R$$

$\varepsilon_R(\Delta\eta_R)$ représente l'efficacité moyenne de la couronne R pour les particules émises dans l'intervalle de pseudo-rapacité $\Delta\eta_R$.

L'énergie neutre sur tout le domaine de rapidité du calorimètre s'écrit :

$$E_{tr}^0(\Delta\eta_{calo}) = \sum_{R=1}^4 \frac{E_R^{mesurée}}{\varepsilon_R(\Delta\eta_R)} \sin \bar{\theta}_R$$

4.4.2 Efficacités pour les particules neutres

Les domaines de rapidités $\Delta\eta_r$ et les efficacités moyennes $\overline{\varepsilon_r^0(\Delta\eta_r)}$ des couronnes du calorimètre sont déterminés à partir de simulations.

Ces simulations réalisées à l'aide du programme GEANT ont permis de déterminer pour chaque cible l'efficacité $\varepsilon_r^0(\eta)$ de mesure de l'énergie pour chaque couronne en fonction de la pseudo-rapacité (figure 4.3).

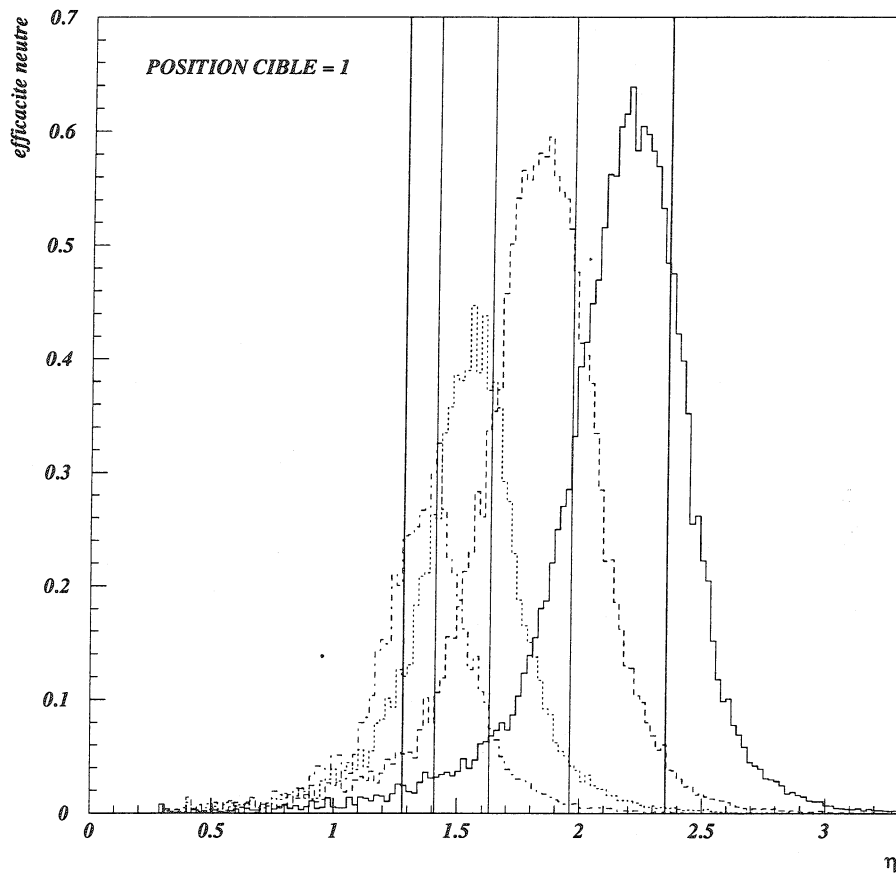


Figure 4.3 : Efficacités de mesure de l'énergie neutre pour chaque couronne en fonction de la pseudo-rapacité pour la cible 1.

Le recouvrement des quatre courbes (correspondant aux quatre couronnes pour une cible donnée) est dû à l'extension spatiale des gerbes électromagnétiques.

On peut alors définir l'efficacité moyenne $\overline{\varepsilon_{ir,R}^0(\Delta\eta_R)}$ de la couronne R du calorimètre des particules neutres émises dans l'intervalle de pseudo-rapacité $\Delta\eta_R$, par le rapport entre l'énergie $E_R^{0(mesurée)}$ déposée dans la couronne (déduite des simulations) et l'énergie neutre $E_{ir}^0(\Delta\eta_R)$ générée dans l'intervalle de pseudo-rapacité $\Delta\eta_R$:

$$\overline{\varepsilon_{ir,R}^0(\Delta\eta_R)} = \sin\theta_R \frac{E_R^{0(mesurée)}}{E_{ir}^0(\Delta\eta_R)} = \sin\theta_R \frac{\int_0^\infty \frac{dE^0}{d\eta} \varepsilon_R^0(\eta) d\eta}{\int_{\Delta\eta_R} \frac{dE_{ir}^0}{d\eta} d\eta}$$

Les intervalles $\Delta\eta_R = [\eta_R^{\min}, \eta_R^{\max}]$ sont les intervalles théoriques de mesure de l'énergie pour les différentes couronnes. Ces bornes en rapidité sont déterminées à partir des courbes des efficacités $\varepsilon_R^0(\eta)$ (figure 4.3). Les intervalles sont choisis tels que :

- ils soient jointifs,
- pour chaque couronne l'intégrale de la fonction efficacité soit maximale.

Ceci est réalisé pour chaque cible.

4.4.3 Correction à apporter pour tenir compte des particules chargées

Si le calorimètre électromagnétique mesure principalement les particules neutres, il est cependant sensible aux particules chargées. Pour calculer correctement l'énergie neutre, il est donc indispensable de prendre en compte l'énergie déposée par les particules chargées dans le calorimètre. Il s'agit essentiellement des pions π^+ et π^- .

Dans la pratique, la contribution due aux autres particules chargées (kaons, protons...) a été introduite en utilisant les distributions expérimentales mesurées pour ces différentes particules.

Les efficacités moyennes des couronnes pour les particules chargées et relatives à chaque cible N sont calculées sur les intervalles $\Delta\eta_R$ définis dans le paragraphe précédent pour les particules neutres :

$$\overline{\varepsilon_{ir,R}^{ch}(\Delta\eta_R)} = \sin\theta_R \frac{\int_0^\infty \frac{dE^{ch}}{d\eta} \varepsilon_R^{ch}(\eta) d\eta}{\int_{\Delta\eta_R} \frac{dE_{ir}^{ch}}{d\eta} d\eta}$$

$\varepsilon_R^{ch}(\eta)$ est l'efficacité de la couronne R pour les particules chargées en fonction de la pseudo-rapacité.

4. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Les efficacités moyennes $\overline{\varepsilon_R^{ch}(\eta)}$ des particules chargées sont calculées à partir des simulations, de la même façon que les efficacités des particules neutres.

L'énergie transverse émise dans la couronne R est la somme des contributions neutre et chargée :

$$E_{tr}(\Delta\eta_R) = E_{tr}^0(\Delta\eta_R) + E_{tr}^{ch}(\Delta\eta_R)$$

L'énergie transverse mesurée dans la couronne R s'écrit :

$$E_{tr,R}^{mesurée} = \overline{\varepsilon_{tr,R}^0} E_{tr}^0(\Delta\eta_R) + \overline{\varepsilon_{tr,R}^{ch}} E_{tr}^{ch}(\Delta\eta_R)$$

Si on suppose que le rapport entre le nombre de particules chargées et le nombre de particules neutres est égal à deux, on peut écrire :

$$R_c = \frac{E_{tr}^{ch}(\Delta\eta_R)}{E_{tr}^0(\Delta\eta_R)} = 2$$

L'énergie transverse mesurée pour la couronne R est égale à :

$$E_{tr,R}^{mesurée} = E_R^{mesurée} \sin \overline{\theta_R} = E_{tr}^0(\Delta\eta_R) (\overline{\varepsilon_{tr,R}^0} + R_c \overline{\varepsilon_{tr,R}^{ch}})$$

On en déduit :

$$E_{tr}^0(\Delta\eta_R) = \frac{E_R^{mesurée}}{\overline{\varepsilon_{tr,R}^0} + R_c \overline{\varepsilon_{tr,R}^{ch}}} \sin \overline{\theta_R}$$

Pour une interaction dans la cible N , l'énergie transverse neutre émise sur l'ensemble du calorimètre s'écrit :

$$E_{tr}^0(\Delta\eta_{calo}) = \sum_{R=1}^4 \frac{E_R^{mesurée}}{\overline{\varepsilon_{tr,R}^0} + R_c \overline{\varepsilon_{tr,R}^{ch}}} \sin \overline{\theta_R}$$

4.4.4 Distribution de l'énergie transverse neutre en fonction de η

Les domaines de pseudo-rapacité $\Delta\eta$ sur lesquels les énergies transverses neutres sont calculées dépendent du numéro de la cible. Il est indispensable de calculer l'énergie transverse neutre sur un même domaine de rapidité indépendamment de la cible. La distribution de l'énergie transverse neutre en fonction de la pseudo-rapacité est modélisée par une loi normale de la forme (figure 4.4) :

$$\frac{dE_{tr}^0}{d\eta} \propto \exp\left(-\frac{(\eta - \bar{\eta})^2}{2\sigma^2}\right)$$

avec $\bar{\eta} = 2,9$ et $\sigma = 1,41$ dans les collisions Pb-Pb.

Pour chaque cible, l'énergie transverse neutre mesurée est ramenée au même domaine de rapidité $\Delta\eta = [1,1; 2,3]$ grâce à la relation :

$$E_{tr}^0[1,1;2,3] = E_{tr}^0(\Delta\eta_{calo,N}) \frac{\int_{1,1}^{2,3} \frac{dE_{tr}^0}{d\eta} d\eta}{\int_{\Delta\eta_{calo,N}} \frac{dE_{tr}^0}{d\eta} d\eta}$$

où $\Delta\eta_{calo,N}$ est le domaine de rapidité couvert par le calorimètre pour la cible N .

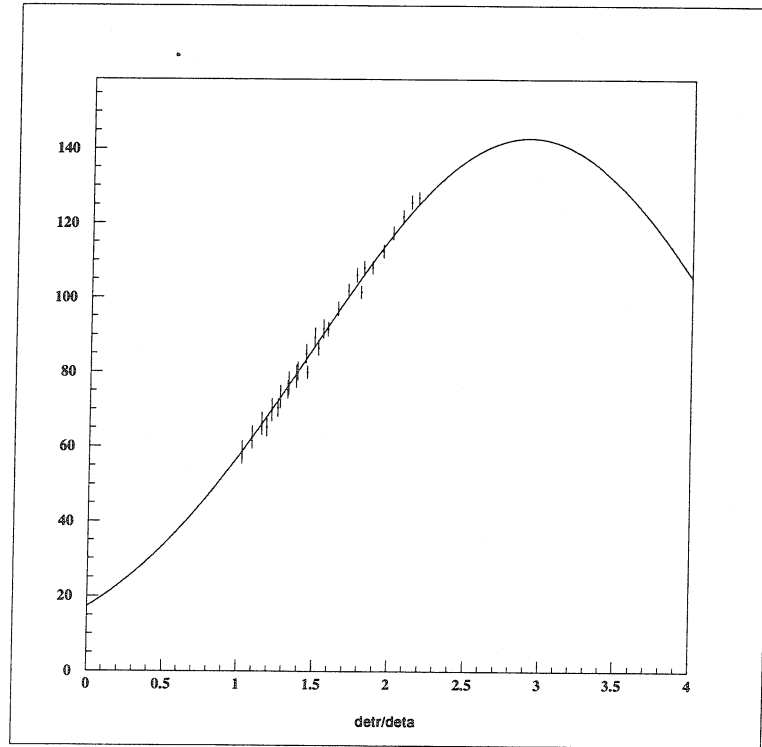


Figure 4.4 : Distribution de l'énergie transverse en fonction de la pseudo-rapacité.

4.5 Calibration et résolution

4.5.1 Equivalence canal-énergie

Le calorimètre est étalonné à partir de faisceaux d'électrons monoénergétiques (80, 50 et 30 GeV). Deux moteurs reliés à un système informatisé commandé depuis la salle d'expérience permettent de déplacer le calorimètre selon deux axes x et y . Dans ces conditions, des électrons sont envoyés au centre de chaque secteur sous un angle de 6° par rapport à l'axe des fibres. Pour chaque secteur du calorimètre, la valeur moyenne (Q_{RS}) du spectre est calculée.

En reproduisant à l'aide du programme GEANT les configurations géométriques exactes de ces expériences, l'énergie moyenne perdue dans le calorimètre peut être déterminée par simulation pour chaque secteur du calorimètre ($E_{R,S}^-$).

Le coefficient d'étalonnage pour un secteur (R,S) est donné par :

$$C_{R,S}^0 = \frac{E_{R,S}^-}{Q_{R,S}}$$

4.5.2 Résolution

La résolution sur la mesure de l'énergie d'une particule s'écrit généralement sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + \beta$$

où : E est l'énergie de la particule incidente,
 α est le facteur de qualité d'échantillonnage du calorimètre
 β est un terme représentatif des fluctuations introduites par la géométrie et l'acceptance du calorimètre.

Les valeurs des coefficients α et β sont déterminées à partir des expériences d'étalonnages en électrons pour diverses énergies. Les coefficients α et β ainsi obtenus sont :

- $\alpha \approx 20\%$ quelle que soit la couronne
- $\beta \approx 0,5\%$

4. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Lorsque le calorimètre est utilisé dans l'expérience NA50, il mesure un flux de particules. Il a été montré par simulation que la résolution en énergie transverse varie selon la loi suivante [Barriere93] :

$$\frac{\sigma_{E_{tr}^0}}{E_{tr}^0} = \frac{A}{\sqrt{E_{tr}^0}}$$

Une limite supérieure de la résolution peut être directement mesurée sur le spectre en énergie transverse neutre (figure 4.5).

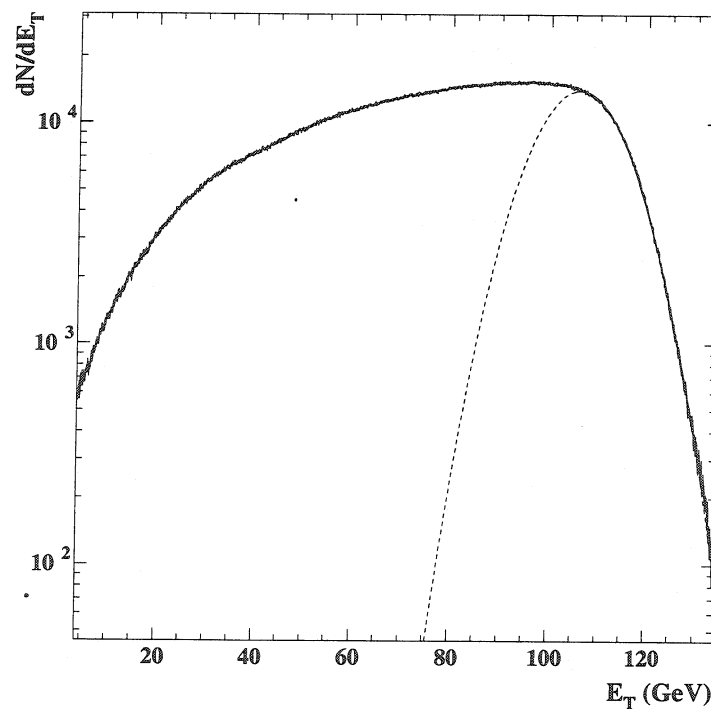


Figure 4.5 : Ajustement d'une gaussienne sur la partie décroissante de la distribution de l'énergie transverse neutre.

Si l'on suppose que la largeur de la dernière gaussienne du spectre d'énergie transverse est due à la résolution du calorimètre, alors un ajustement du spectre permet son estimation. La résolution obtenue sur la mesure de l'énergie transverse déposée dans les collisions centrales ($E_{tr}^0(\text{genou}) \approx 117 \text{ GeV}$) est de 6,6 %, ce qui correspond à $A \approx 0,72$.

4.6 Contrôle du gain de chaque voie du calorimètre

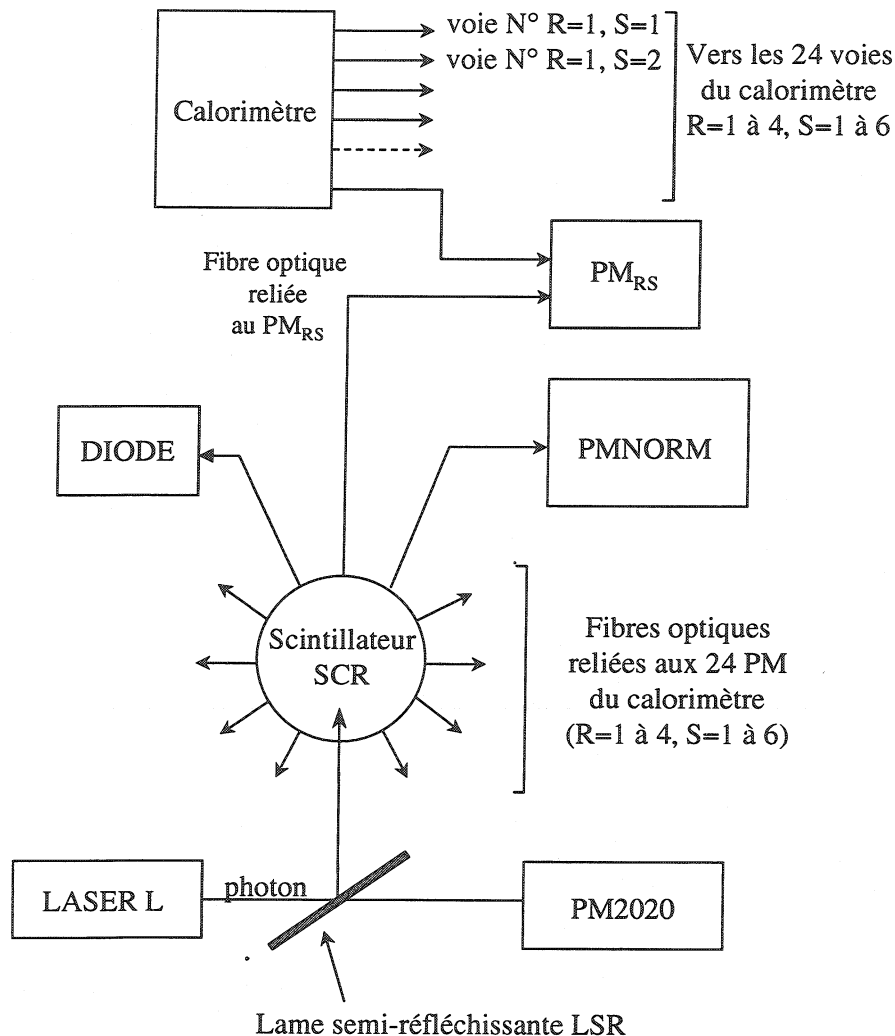


Figure 4.6 : Principe du contrôle du gain de chaque voie du calorimètre électromagnétique.

L'évolution au cours du temps des signaux électriques délivrés par les photomultiplicateurs est conditionnée par :

- le gain des photomultiplicateurs,
- le rendement lumineux des fibres scintillantes du bloc convertisseur.

4. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Pour contrôler et corriger les fluctuations de gain des photomultiplicateurs, un dispositif utilisant un laser à azote a été mis en place (figure 4.6). Le laser envoie périodiquement un faisceau lumineux ultraviolet sur une lame semi-réfléchissante (LSR) :

- La lumière transmise par cette lame donne un signal sur le photomultiplicateur de type 2020. Ce dernier sert à déclencher l'analyse des informations laser. Il s'agit du « trigger » laser.
- La lumière réfléchie par la lame illumine un scintillateur (SCR) d'où partent 26 fibres optiques. Deux de ces fibres vont d'une part à la diode et d'autre part au PMNORM. Ces deux détecteurs servent à mesurer les fluctuations en intensité de la source laser. Les 24 autres fibres arrivent au centre de la photocathode de chaque voie du calorimètre.

Le « trigger » laser est déclenché environ 8 fois à chaque déversement des particules pendant toute la durée de l'expérience. À chaque « run » (correspondant à une période), la position moyenne du signal laser est déterminée pour les 24 voies du calorimètre ($ADC_{PM_{R,S}}$) et pour le PMNORM (ADC_{norme}). Ces grandeurs ont également été mesurées pendant l'étalonnage en électrons de chaque secteur du calorimètre ($ADC_{PM_{R,S}}^0, ADC_{norme}^0$). Pour un « run » donné, le facteur de conversion canal-énergie s'écrit :

$$C_{R,S} = C_{R,S}^0 \frac{ADC_{norme}}{ADC_{norme}^0} \frac{ADC_{PM_{R,S}}^0}{ADC_{PM_{R,S}}}$$

où :

$C_{R,S}^0$ est le facteur de conversion canal-énergie obtenu pendant l'étalonnage électrons,

ADC_{norme}^0 est la valeur QDC mesurée du signal laser recueilli par le PM norme lors de l'étalonnage,

ADC_{norme} est la valeur QDC mesurée du signal laser recueilli par le PM norme lors du « run »,

$ADC_{PM_{R,S}}^0$ est la valeur QDC mesurée du signal laser recueilli par le PM du secteur R,S du calorimètre lors de l'étalonnage,

$ADC_{PM_{R,S}}$ est la valeur QDC mesurée du signal laser recueilli par le PM du secteur R,S du calorimètre lors du « run ».

La figure 4.7 représente l'évolution des valeurs moyennes d'un secteur du calorimètre avec et sans correction de gain des photomultiplicateurs. Après correction de gain (figure 4.7b), les valeurs moyennes sont indépendantes du numéro de « run ». Ceci montre que le système de lecture et les fibres scintillantes ne se dégradent pas pendant la durée de l'expérience.

4. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

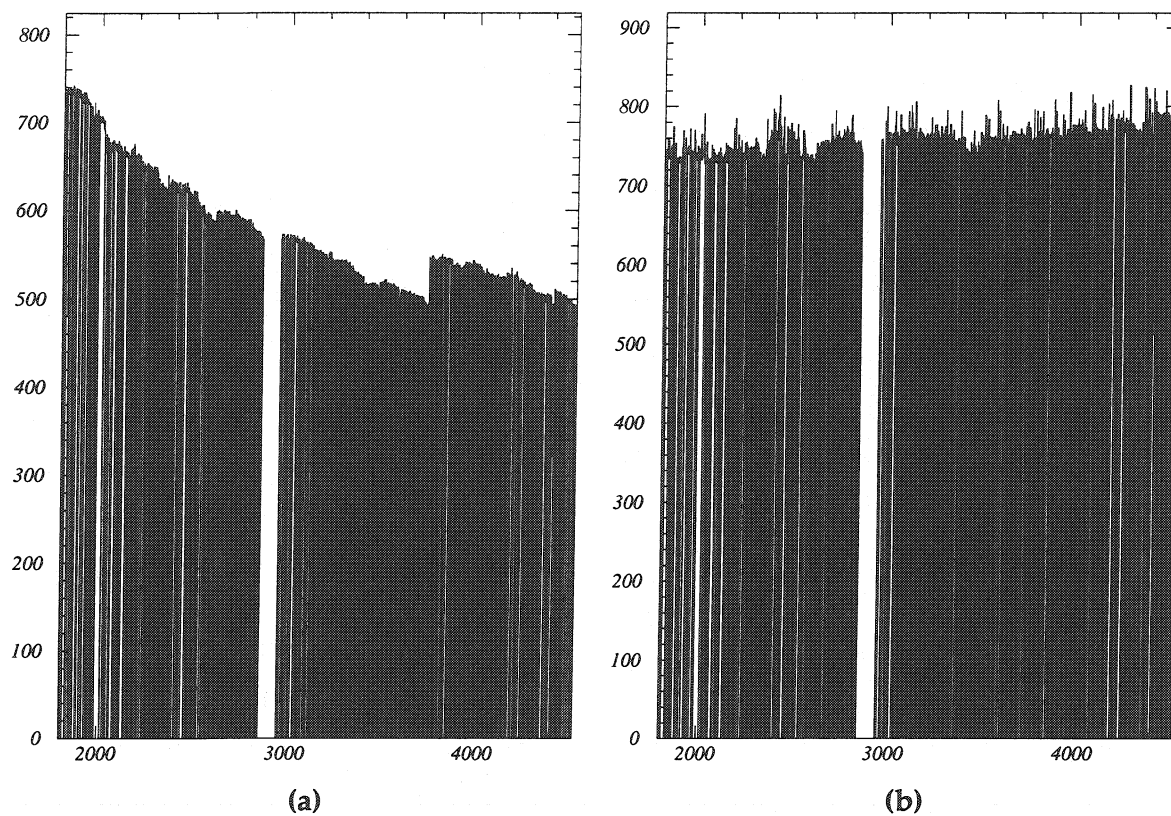


Figure 4.7 : *Évolution des valeurs moyennes d'un secteur du calorimètre avant (a) et après (b) correction de gain des photomultiplicateurs.*

4. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Chapitre 5

5. Traitement et sélection des données

5.1 Variables cinématiques

La détermination des impulsions des deux muons est obtenue après reconstruction de leurs trajectoires dans le spectromètre. Les caractéristiques cinématiques du dimuon sont définies par son quadri-vecteur impulsion énergie $P(E_{\mu\mu}, \vec{p}_{\mu\mu})$. Il est la somme des quadri-vecteurs impulsion énergie des deux muons :

$$\begin{pmatrix} P_1 E_{\mu 1} \\ P_1 \vec{p}_{\mu 1} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} P E_{\mu\mu} = E_{\mu 1} + E_{\mu 2} \\ P \vec{p}_{\mu\mu} = \vec{p}_{\mu 1} + \vec{p}_{\mu 2} \end{pmatrix}$$

Les variables cinématiques utilisées dans l'analyse sont au nombre de cinq :

- la masse invariante $M_{\mu\mu}$ du dimuon

$$M_{\mu\mu}^2 = 2 p_1 p_2 (1 - \cos \alpha)$$

où : p_1 et p_2 sont les normes des vecteurs impulsions des muons

α est l'angle entre les directions d'émission des deux muons dans le référentiel du laboratoire.

- l'impulsion transverse p_T du dimuon

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

- la rapidité y dans le centre de masse du système nucléon-nucléon
- l'angle azimutal ϕ dans le référentiel de Collins-Soper [Collins77] lié au repère du dimuon
- le cosinus de l'angle polaire θ dans ce même référentiel

L'acceptance du spectromètre limite la mesure de ces variables aux domaines suivants :

$$0 \leq M_{\mu\mu} \leq 8 \text{ GeV}/c^2$$

$$p_T \leq 6 \text{ GeV}/c^2$$

$$0 \leq y \leq 1$$

$$0 \leq \phi \leq 2\pi$$

$$-0,5 \leq \cos \theta \leq 0,5$$

5.2 Reconstruction des traces des paires de muons

La reconstruction des traces des muons se fait à partir des impacts laissés par les particules dans les quatre chambres situées avant l'aimant (PC1 à PC4) et dans les quatre chambres situées après (PC5 à PC8) (figure 5.1). Les traces en aval de l'aimant sont étudiées en premier car elles sont moins nombreuses que celles en amont, les particules de faible énergie ayant été balayées par l'aimant. Les traces sont extrapolées jusqu'au centre de l'aimant. L'angle de déflexion d'une trace peut alors être déterminé, ce qui permet le calcul de l'impulsion du muon. Afin d'améliorer la résolution en masse, l'angle d'émission de chaque muon est mesuré en combinant le point d'émission exact défini par la position de la cible d'interaction et la trace en amont de l'aimant.

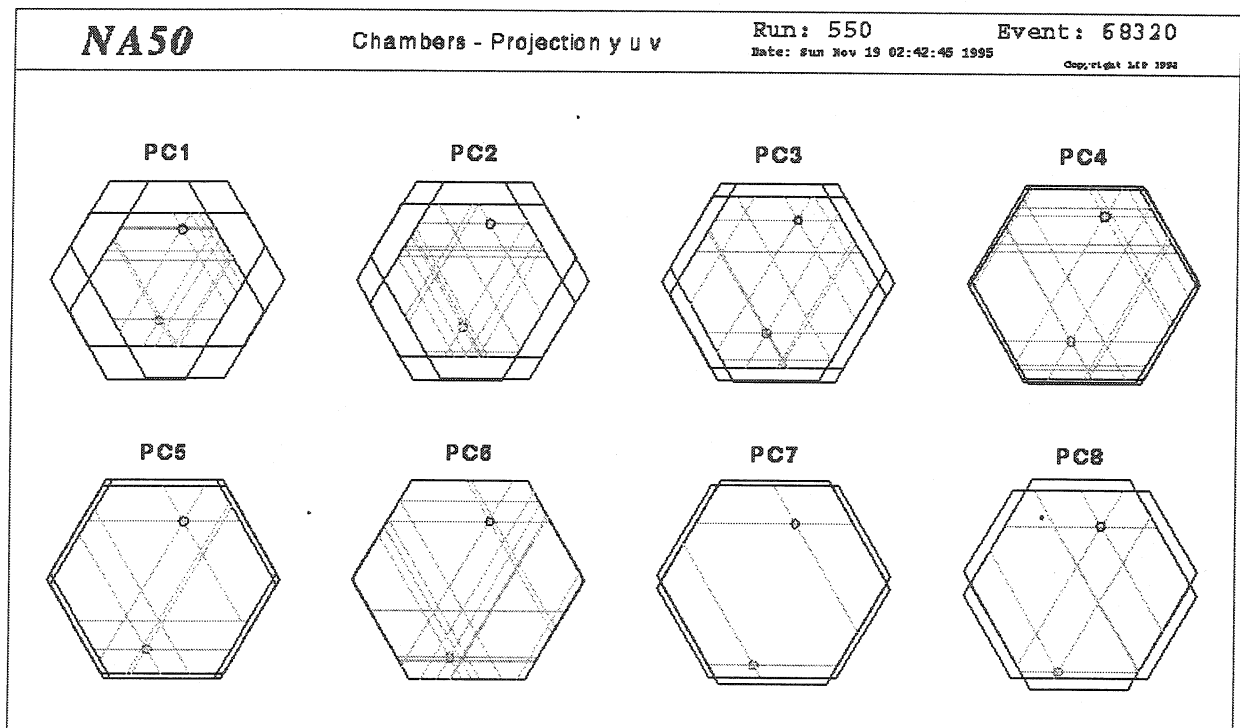


Figure 5.1 : Exemple d'impacts laissés par les particules dans les huit chambres PC1 à PC8.

5.3 Sélection des événements

Dans un premier temps, la sélection porte sur des périodes d'enregistrement d'événements. Elle repose sur les critères de bon fonctionnement de toute la chaîne de détection. Dans un deuxième temps, la sélection est effectuée événement par événement.

5.3.1 Coupures géométriques

La reconstruction des traces des dimuons est effectuée avec le minimum de coupures afin de ne pas rejeter de bons événements. Par la suite, des coupures plus strictes, appelées coupures globales, sont appliquées pour éliminer les mauvais événements (figure 5.2).

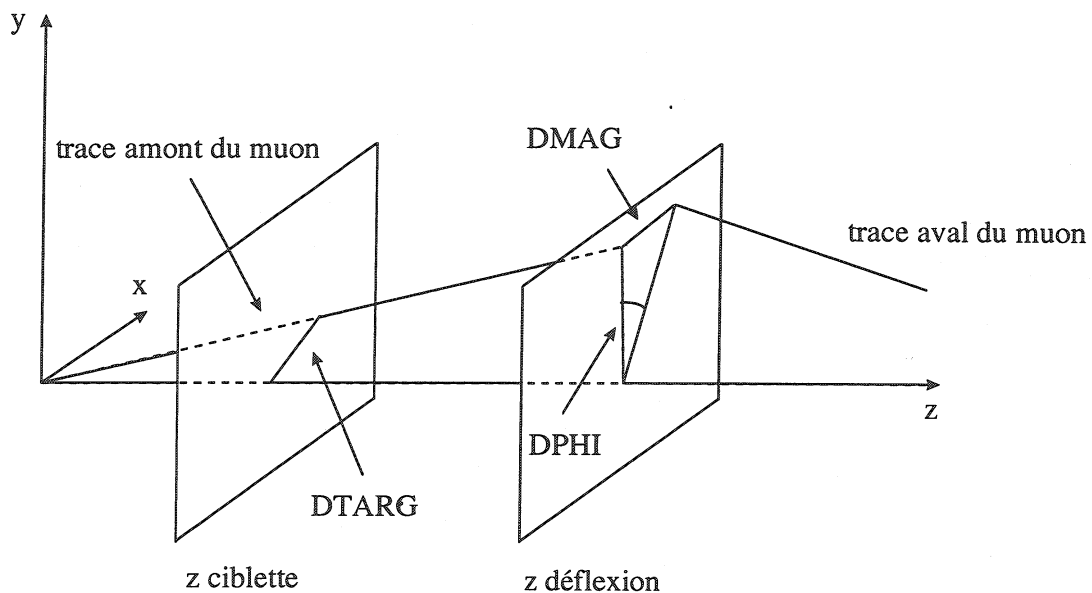


Figure 5.2 : Coupures géométriques.

Les grandeurs utilisées pour ces coupures sont :

- la distance DTARG entre les points d'intersection de l'axe du faisceau et de la trace amont du muon avec le plan de la ciblète touchée,
- la distance DMAG entre les points d'intersection des traces amont et aval du muon avec le plan de déflexion de l'aimant. Cette distance dépend de la diffusion multiple dans les chambres et les hodoscopes.
- l'angle DPHI entre le plan azimutal de la trace amont et celui de la trace aval.

Une autre coupure, dite « fiducielle » ne conserve les traces que si elles sont contenues dans la région où les hodoscopes et les chambres proportionnelles sont d'une efficacité supérieure à un seuil déterminé.

De plus, les événements pour lesquels une trace traverse l'un des secteurs de fer de l'aimant sont rejetés car le muon correspondant subit une trop forte diffusion.

5.3.2 L'empilement

En faisceau d'ions, l'indication des détecteurs de centralité n'est correcte que si une seule interaction se produit dans un intervalle de temps correspondant à la largeur de la porte d'analyse (20 ns). A chaque déclenchement de l'acquisition, le détecteur BH permet de compter le nombre d'ions incidents dans cet intervalle de temps. Dans le cas où ce nombre est supérieur à un, il y a « empilement faisceau ». On le distingue de « l'empilement interaction » pour lequel deux ions proches en temps interagissent effectivement.

La **figure 5.3** représente la distribution en énergie transverse des événements avant et après la coupure « empilement faisceau ». Cette coupure élimine 25% des événements, parmi lesquels les trois quarts sont sans « empilement interaction ».

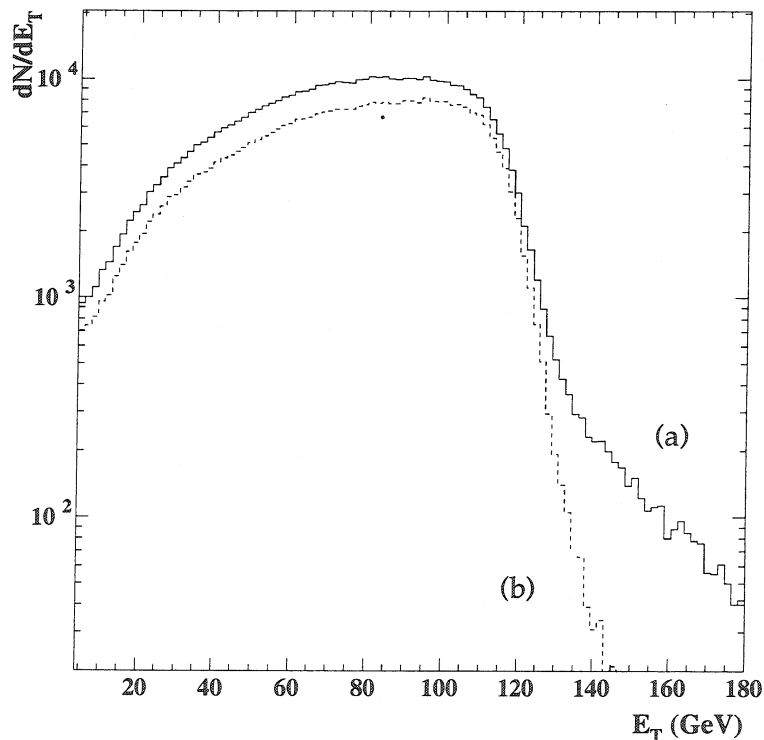


Figure 5.3 : Distribution de l'énergie transverse avant (a) et après (b) la coupure « d'empilement faisceau ».

5.3.3 Coupure cible

L'extrapolation des trajectoires des muons entrant dans l'aimant donne une incertitude sur la détermination du vertex d'interaction supérieure à l'étendue de la région cible (> 20 cm). La reconnaissance de la ciblette où a eu lieu l'interaction est nécessaire pour optimiser la résolution en masse du spectromètre et pour calculer l'énergie transverse. L'algorithme cible permet d'identifier la ciblette et de supprimer les événements pour lesquels il y a eu réinteraction. On appelle réinteraction l'interaction d'un fragment du projectile issu d'une première interaction. Cet algorithme cible est basé sur l'analyse des signaux ADC des lames de quartz de la cible active. L'efficacité de la détermination du vertex dépend de la centralité de la collision et de la position de la ciblette. Elle augmente avec l'énergie transverse (figure 5.4). Les événements de très faible énergie transverse, $E_T \leq 5$ GeV, sont rejetés à cause de la mauvaise efficacité cible ($\epsilon_{\text{cible}} < 0,05$ %). Ils représentent moins de 1% de la statistique totale.

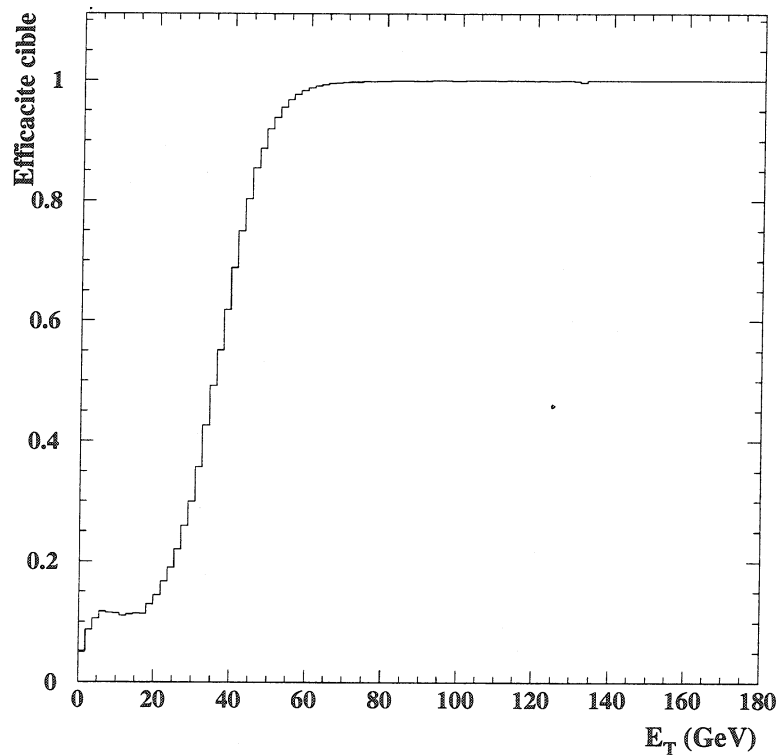


Figure 5.4 : Efficacité cible en fonction de l'énergie transverse.

5.3.4 Coupure dite « banane »

La mauvaise efficacité de la cible à basse énergie transverse élimine un grand nombre d'événements. Afin d'en récupérer une partie, on utilise la corrélation entre l'énergie transverse mesurée par le calorimètre électromagnétique et l'énergie hadronique mesurée par le calorimètre à zéro degré pour tous les événements, y compris ceux pour lesquels la cible n'a pas été reconnue (figure 5.5).

On considère comme « bons » les événements voisins de la droite de corrélation. Dans le cas où la cible n'a pas été reconnue, on attribue à l'événement le numéro de cible 4 qui correspond au milieu de la région de la cible pour le calcul de l'énergie transverse et de la masse du dimuon. Cette coupure rejette aussi des événements pour lesquels la cible a été reconnue lorsque la concordance entre l'énergie transverse neutre et l'énergie hadronique est mauvaise.

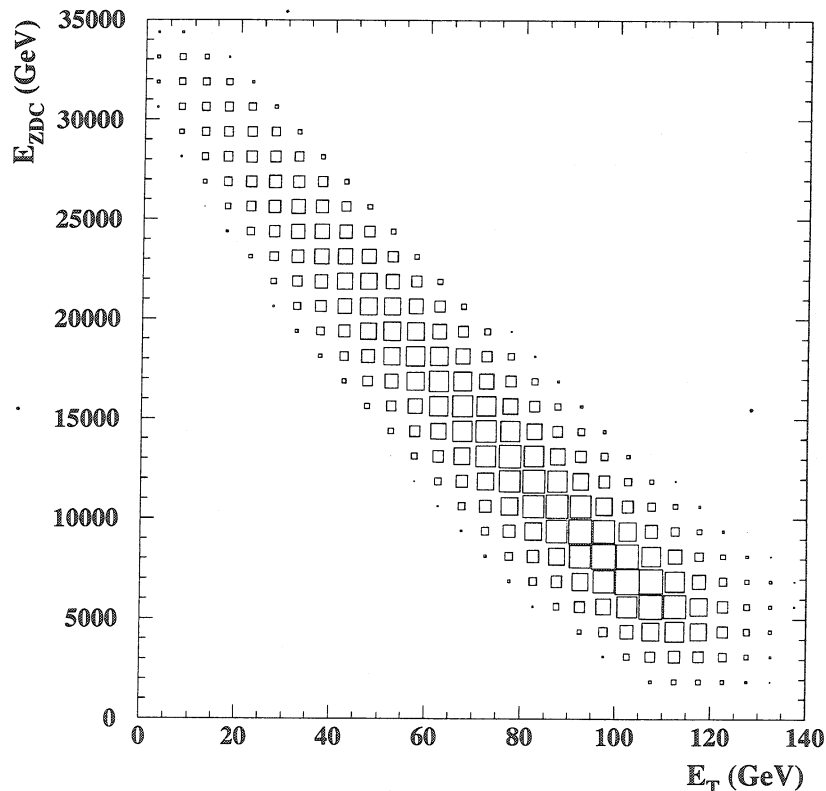


Figure 5.5 : Energie hadronique mesurée par le calorimètre à zéro degré en fonction de l'énergie transverse neutre mesurée par le calorimètre électromagnétique pour tous les événements après la coupure dite « banane ».

Cette technique permet de récupérer environ 80% des événements pour lesquels la cible n'a pas été reconnue et élimine environ 10% des événements pour lesquels la cible a été reconnue.

Cette méthode est utilisée pour augmenter la statistique à basse énergie transverse.

5.3.5 Coupure cinématique

La coupure cinématique, ou « coupure image », permet de rendre identiques les acceptances du spectromètre vis-à-vis des muons quels que soient leur charge et le signe du champ dans l'aimant afin d'effectuer la soustraction du bruit de fond. Le bruit de fond combinatoire est dû à des paires $\mu^+\mu^-$ provenant de la désintégration semi-leptonique des $\pi^\pm$ et $K^\pm$. Le principe consiste à simuler pour chaque paire de muons la trajectoire qu'aurait suivi chacun d'eux s'il avait été de signe opposé. Si l'image est acceptée par l'appareillage, l'événement est conservé.

Chapitre 6

6. Analyse et résultats expérimentaux

6.1 Méthode

Dans la méthode habituelle d'étude du flot (§ 2.5.2), on calcule celui-ci en multipliant la valeur de l'anisotropie mesurée par un facteur correctif qui est fonction de la précision de la mesure du plan de réaction. Cette précision est estimée en choisissant deux lots indépendants de particules d'un événement et en déterminant le plan de réaction défini par chacun d'eux.

On pourrait imaginer de transposer cette méthode au cas de la détermination du flot en énergie transverse neutre. Le plan de réaction d'un événement peut être déterminé sur le domaine de rapidité couvert par le calorimètre. La précision serait calculée en partageant ce domaine en deux sous intervalles disjoints. Il n'est cependant pas possible de déterminer la précision par cette méthode car deux phénomènes s'y opposent :

- L'énergie neutre est celle des π^0 qui se désintègrent en deux photons γ . Ces deux photons peuvent déposer de l'énergie dans des domaines de rapidité différents entre lesquels ils vont induire une corrélation.
- Le calorimètre électromagnétique n'est pas projectif en raison de la géométrie de la cible. De ce fait, la gerbe électromagnétique née dans une couronne de rapidité donnée se propage dans d'autres couronnes (figure 6.1). Cet effet est corrigé en moyenne dans le calcul de l'énergie transverse à l'aide de simulations, mais les corrélations entre les couronnes subsistent.

On est donc conduit à développer une méthode originale n'utilisant pas la précision de la détermination du plan de réaction pour calculer le flot.

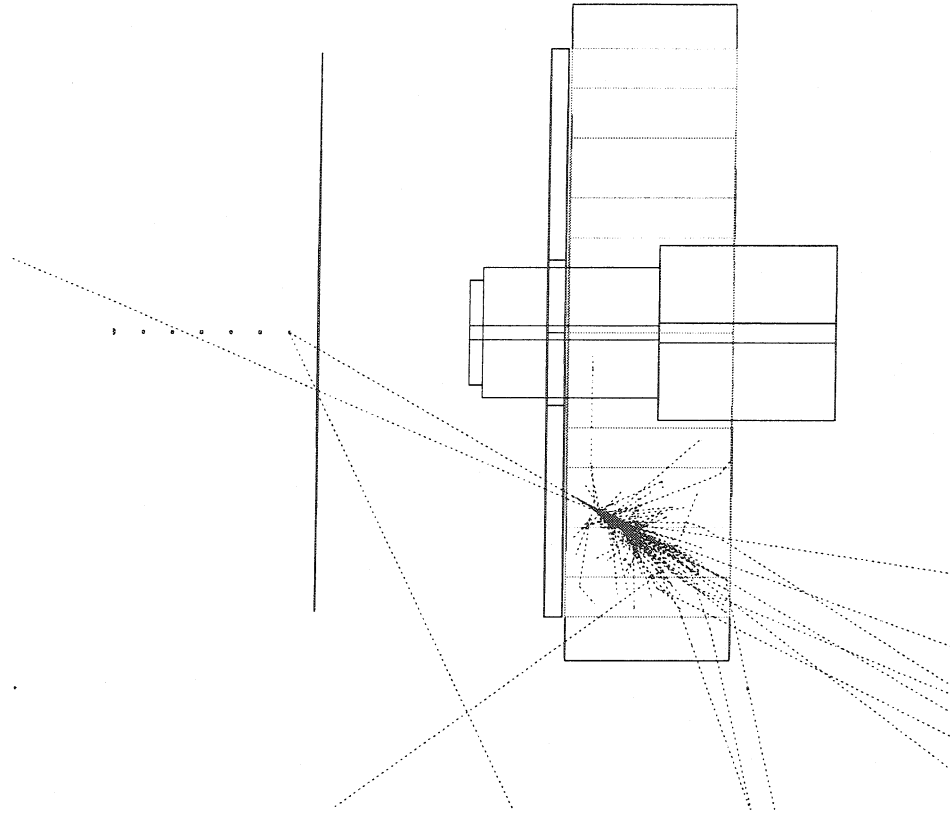


Figure 6.1 : Simulation d'un π^0 de 2 GeV/c se désintégrant en deux γ dans la cible 7. L'un des deux γ est à l'origine d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre (NA50), l'autre est en dehors de l'acceptance.

La grandeur physique utilisée dans la détermination du flot est la distribution azimutale $dE_T/d\phi$ de l'énergie transverse neutre. Les valeurs de l'énergie transverse fournies par le calorimètre électromagnétique étant des valeurs moyennes mesurées dans six domaines différents en ϕ , on ne peut au mieux obtenir qu'une interpolation de cette distribution. Pour cela, on utilise une série de Fourier :

$$\frac{dE_T}{d\phi} = \frac{E_T}{2\pi} \left(1 + \sum_{i=1}^n [\alpha_i \cos(i\phi) + \beta_i \sin(i\phi)] \right)$$

Les coefficients de Fourier sans dimension α_i et β_i sont déterminés à partir des énergies transverses déposées dans les différents sextants du calorimètre. Les distributions des coefficients d'ordre un correspondent au flot dirigé. Celles associées aux coefficients d'ordre deux permettent de mesurer le flot elliptique. L'ordre trois n'a pas de signification en terme de flot. On considérera qu'il est nul aux fluctuations statistiques près.

Expérimentalement, on ne peut pas déterminer directement les flots dirigé et elliptique à cause des fluctuations statistiques liées au caractère fini de la multiplicité. On part donc, événement par événement, des anisotropies dirigée et elliptique mesurées qui sont dominées par les effets statistiques. La principale difficulté de cette étude consiste à soustraire les effets

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

statistiques de l'anisotropie mesurée afin d'obtenir le flot. La méthode employée utilise les propriétés des distributions des coefficients de Fourier :

- Si aucun flot n'est présent lors de la collision, les coefficients de Fourier sont nuls aux fluctuations statistiques près. Leurs distributions sont alors des gaussiennes centrées dont la variance est fonction de la multiplicité et donc de l'énergie transverse.
- Par contre, si un flot existe, les coefficients de Fourier contiennent en plus des effets statistiques une part provenant des effets collectifs. Ces effets étant indépendants, on peut admettre qu'ils s'ajoutent quadratiquement. Il en découle que les distributions des coefficients de Fourier restent des gaussiennes pour une multiplicité donnée, et seule leur variance change.

Une comparaison des variances des distributions des coefficients d'ordre un et deux à la variance de la distribution du coefficient d'ordre trois permet de déceler la présence d'effets collectifs. On en déduit ensuite le flot.

L'étude du flot est réalisée en fonction de la centralité déterminée par le calorimètre électromagnétique. Il s'agit d'une analyse globale effectuée à partir de plusieurs lots d'événements correspondant à plusieurs tranches en énergie transverse. Afin de rendre comparable les différents systèmes étudiés (S-S, S-Cu, S-U et Pb-Pb), les résultats sont exprimés en fonction de la variable $E_T/E_{T(\text{genou})}$.

Cette méthode de mesure du flot ne nécessite pas la détermination du plan de réaction événement par événement mais ne permet pas de distinguer un flot « dans le plan » d'un flot « hors du plan » (§ 2.3).

6.2 Etude de la distribution azimutale de l'énergie transverse neutre

La mesure de l'énergie transverse sur chacun des six sextants du calorimètre donne des informations sur la répartition spatiale de l'énergie transverse totale.

6.2.1 Expression analytique de la distribution

Pour chaque événement, la répartition azimutale de l'énergie transverse est décrite par une distribution dépendant de l'angle azimutal φ compté à partir d'un axe choisi arbitrairement dans le plan transverse (ici l'axe 0x du repère NA10).

La distribution azimutale de l'énergie transverse, $dE_T/d\varphi$, est développée en une série de Fourier « finie » :

$$\frac{dE_T}{d\varphi} = \sum_{i=0}^n [a_i \cos(i\varphi) + b_i \sin(i\varphi)] \quad (6.1)$$

On obtient ainsi une interpolation de $dE_T/d\varphi$, d'autant meilleure que n est plus grand.

La valeur de l'énergie transverse sur chacun des six sextants k est l'intégrale, sur chacun d'eux, de la distribution azimutale de l'énergie transverse :

$$E_{T,k} = \int_{(k-1)\frac{\pi}{3}}^{k\frac{\pi}{3}} \frac{dE_T}{d\varphi} d\varphi \quad \text{pour } k = 1, \dots, 6 \quad \left(E_T = \sum_{k=1}^6 E_{T,k} \right) \quad (6.2)$$

Compte tenu de (6.1), on obtient :

$$E_{T,k} = \frac{\pi}{3} a_0 + 2 \sum_{i=1}^n \frac{\sin(i\frac{\pi}{6})}{i} \left\{ a_i \cos(i(2k-1)\frac{\pi}{6}) + b_i \sin(i(2k-1)\frac{\pi}{6}) \right\} \quad (6.3)$$

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

En inversant le système linéaire précédent, on obtient l'expression des coefficients de Fourier a_0 , a_i et b_i :

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{E_T}{2\pi} \\ a_i &= \frac{i}{6 \sin\left(i \frac{\pi}{6}\right)} \sum_{k=1}^6 E_{T,k} \cos\left(i \frac{(2k-1)\pi}{6}\right) \\ b_i &= \frac{i}{6 \sin\left(i \frac{\pi}{6}\right)} \sum_{k=1}^6 E_{T,k} \sin\left(i \frac{(2k-1)\pi}{6}\right) \end{aligned} \quad (6.4)$$

On remarque, à partir de ces relations, que les coefficients de Fourier a_{3n} et b_{6n} (n entier) sont nuls.

Le calorimètre électromagnétique contenant six sextants, il fournit six valeurs de l'énergie transverse qui permettent de calculer six coefficients de Fourier : a_0 , a_1 , a_2 , b_1 , b_2 et b_3 . La distribution azimutale de l'énergie transverse neutre peut donc être développée jusqu'au troisième ordre :

$$\frac{dE_T}{d\varphi} = a_0 + a_1 \cos \varphi + b_1 \sin \varphi + a_2 \cos(2\varphi) + b_2 \sin(2\varphi) + b_3 \sin(3\varphi) \quad (6.5)$$

ou encore, en posant $\alpha_i = \frac{a_i}{a_0}$ et $\beta_i = \frac{b_i}{a_0}$:

$$(6.6)$$

$$\frac{dE_T}{d\varphi} = a_0 \left[1 + \sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2} \cos(\varphi - \varphi_1) + \sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2} \cos(2(\varphi - \varphi_2)) + \beta_3 \sin(3\varphi) \right] \quad (6.7)$$

avec $\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\beta_1}{\alpha_1}$ et $\operatorname{tg} 2\varphi_2 = \frac{\beta_2}{\alpha_2}$

Le terme d'ordre zéro, a_0 , représente la valeur moyenne de l'énergie transverse par radian (équation 6.4). Les autres coefficients α_i et β_i sont sans dimension. Ils dépendent uniquement de la forme de la distribution et non de la valeur de l'énergie transverse (Annexe A). Leur valeur expérimentale est déduite de la mesure des énergies transverses par sextant $E_{T,k}$ et est affectée par des fluctuations statistiques. Les différentes grandeurs calculées à partir de ces coefficients sont elles aussi affectées par ces fluctuations.

6.2.2 Mesure des anisotropies et de l'angle du plan de réaction

L'expression 6.7 peut nous permettre d'obtenir les grandeurs physiques V_1 , V_2 et φ_R de l'équation 2.4 :

$$(6.7) : \frac{dE_T}{d\varphi} = a_0 \left[1 + \sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2} \cos(\varphi - \varphi_1) + \sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2} \cos(2(\varphi - \varphi_2)) + \beta_3 \sin(3\varphi) \right]$$

$$(2.4) : \frac{dE_T}{d\varphi} = a_0 [1 + 2V_1 \cos(\varphi - \varphi_R) + 2V_2 \cos(2(\varphi - \varphi_R))]$$

Cette dernière équation est établie dans le cas idéal où la multiplicité est infinie. Pour chaque événement, les trois grandeurs peuvent être déterminées :

- l'angle du plan de réaction $\varphi_{R(mes)}$ dans le repère NA10

Il peut être déterminé à partir du flot dirigé (ordre 1) s'il est suffisamment grand ou alors à partir du flot elliptique (ordre 2) si celui-ci est présent dans le plan de réaction :

$$\text{tg } \varphi_{R(mes)} = \text{tg } \varphi_1 = \frac{\beta_1}{\alpha_1} \quad (6.8)$$

φ_1 est orienté. Il est défini à 2π près à partir du signe de α_1 .

$$\text{ou } \text{tg } 2\varphi_{R(mes)} = \text{tg } 2\varphi_2 = \frac{\beta_2}{\alpha_2} \quad (6.9)$$

φ_2 n'est pas orienté. Il est défini à π près.

- l'anisotropie dirigée $|V_{1(mes)}|$

La distribution azimutale de l'énergie transverse neutre (équation 6.7) obtenue expérimentalement permet d'atteindre la valeur absolue de l'anisotropie dirigée :

$$|V_{1(mes)}| = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2} \quad (6.10)$$

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

- l'anisotropie elliptique $|V_{2(mes)}|$

Le signe de V_2 n'est pas accessible par cette méthode. On mesure la valeur absolue de l'anisotropie elliptique :

$$|V_{2(mes)}| = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2} \quad (6.11)$$

- L'ordre trois n'a pas de sens en terme de flot : on admet que le coefficient β_3 est nul aux fluctuations statistiques près.

6.3 Détermination du flot

Les anisotropies dirigée et elliptique mesurées à partir des données du calorimètre électromagnétique doivent être corrigées des effets statistiques. La méthode employée pour effectuer cette analyse afin de calculer le flot utilise les propriétés des distributions des coefficients de Fourier.

6.3.1 Etude des coefficients de Fourier

Chacun des coefficients de Fourier α_i et β_i est égal au rapport d'une combinaison linéaire des six énergies transverses neutres $E_{T,k}$ ($k = 1$ à 6) des sextants du calorimètre électromagnétique sur l'énergie transverse neutre totale E_T :

$$\begin{aligned}\alpha_i &= \frac{i\pi}{3E_T \sin\left(i\frac{\pi}{6}\right)} \sum_{k=1}^6 E_{T,k} \cos\left(i\frac{(2k-1)\pi}{6}\right) \\ \beta_i &= \frac{i\pi}{3E_T \sin\left(i\frac{\pi}{6}\right)} \sum_{k=1}^6 E_{T,k} \sin\left(i\frac{(2k-1)\pi}{6}\right)\end{aligned}\tag{6.12}$$

Pour N événements de même énergie transverse neutre totale donnée E_T (c'est à dire pour une multiplicité donnée), les effets statistiques correspondent, pour chaque sextant, à des distributions gaussiennes en énergie $dN/dE_{T,k}$ centrées sur $E_T/6$. Tout autre effet indépendant s'ajoute quadratiquement aux effets statistiques. Pour une multiplicité donnée, les distributions des coefficients de Fourier $dN/d\alpha_i$ et $dN/d\beta_i$ ($i \geq 1$) sont donc elles aussi gaussiennes et centrées sur zéro.

- La variance de la distribution du coefficient de Fourier d'ordre trois ne contient que des effets statistiques. Elle dépend uniquement de la multiplicité, c'est à dire de l'énergie transverse. Pour une multiplicité donnée (c'est à dire pour une énergie transverse donnée) l'écart-type de la distribution du coefficient de Fourier d'ordre trois est de la forme (Annexe C, équation C.7) :

$$\sigma_{\beta_3}(E_T) \propto \frac{1}{\sqrt{E_T}}\tag{6.13}$$

- Les variances des distributions des coefficients de Fourier (α_i , β_i) d'ordre un et deux contiennent en plus des effets statistiques une information sur le flot.

6.3.2 Méthode de soustraction des effets statistiques

Le calcul du flot s'appuie sur la mesure des variances des distributions gaussiennes des coefficients de Fourier α_i et β_i des différents ordres ($i = 1$ à 3). L'analyse est réalisée en fonction de la centralité de la collision par tranches en énergie transverse.

Pour chaque tranche ΔE_T , des gaussiennes sont ajustées sur les distributions des coefficients α_i et β_i afin de déterminer les variances $\sigma_{\alpha_i}^2$ et $\sigma_{\beta_i}^2$.

Par définition (§ 6.2.2), l'anisotropie mesurée d'ordre i a pour expression :

$$|V_{i(mes)}| = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2} \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.14)$$

Pour une tranche en énergie transverse ΔE_T , la somme des valeurs moyennes des coefficients s'écrit donc :

$$4 \langle |V_{i(mes)}|^2 \rangle = \langle \alpha_i^2 \rangle + \langle \beta_i^2 \rangle \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.15)$$

Les distributions des coefficients de Fourier étant des gaussiennes centrées sur zéro (voir Annexe C, équation C.5), leurs variances sont égales à la valeur moyenne des carrés des coefficients :

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha_i}^2(\Delta E_T) &= \langle \alpha_i^2 \rangle \\ \sigma_{\beta_i}^2(\Delta E_T) &= \langle \beta_i^2 \rangle \end{aligned}$$

L'expression 6.15 s'écrit :

$$4 \langle |V_{i(mes)}|^2 \rangle = \sigma_{\alpha_i}^2(\Delta E_T) + \sigma_{\beta_i}^2(\Delta E_T) \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.16)$$

S'il existe un flot, les variances des distributions des coefficients α_i et β_i sont la somme quadratique des effets statistiques et des effets collectifs :

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha_i}^2(\Delta E_T) &= \sigma_{\alpha_i(flot)}^2(\Delta E_T) + \sigma_{\alpha_i(stat)}^2(\Delta E_T) \\ \sigma_{\beta_i}^2(\Delta E_T) &= \sigma_{\beta_i(flot)}^2(\Delta E_T) + \sigma_{\beta_i(stat)}^2(\Delta E_T) \end{aligned} \quad (6.17)$$

Les variances statistiques des distributions des coefficients du même ordre étant identiques (voir Annexe C, équation C.8), on pose :

$$\sigma_{i(stat)}^2(\Delta E_T) = \sigma_{\alpha_i(stat)}^2(\Delta E_T) = \sigma_{\beta_i(stat)}^2(\Delta E_T) \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.18)$$

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'expression 6.16 s'écrit :

$$4 \langle |V_{i(mes)}|^2 \rangle = \sigma_{\alpha_i(\text{flot})}^2(\Delta E_T) + \sigma_{\beta_i(\text{flot})}^2(\Delta E_T) + 2\sigma_{i(\text{stat})}^2(\Delta E_T) \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.19)$$

Dans le cas idéal d'une multiplicité infinie ($\sigma_{i(\text{stat})}^2 = 0$), la valeur mesurée de l'anisotropie est celle du flot. On a alors :

$$4 |V_i(\Delta E_T)|^2 = \sigma_{\alpha_i(\text{flot})}^2(\Delta E_T) + \sigma_{\beta_i(\text{flot})}^2(\Delta E_T) \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.20)$$

où $|V_i(\Delta E_T)|$ est le flot d'ordre i pour la tranche ΔE_T .

L'équation 6.19 s'écrit alors sous la forme :

$$4 \langle |V_{i(mes)}|^2 \rangle = 4 |V_i(\Delta E_T)|^2 + 2\sigma_{i(\text{stat})}^2(\Delta E_T) \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.21)$$

On en déduit l'expression du flot d'ordre i pour la tranche ΔE_T :

$$|V_i(\Delta E_T)| = \sqrt{\langle |V_{i(mes)}|^2 \rangle - \frac{1}{2}\sigma_{i(\text{stat})}^2(\Delta E_T)} \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.22)$$

Expérimentalement, la variance $\sigma_{i(\text{stat})}^2$ ($i = 1$ ou 2) ne peut pas être déterminée directement. Par contre, en supposant que l'ordre 3 ne contient que des effets statistiques ($\sigma_{\beta_3}^2 = \sigma_{3(\text{stat})}^2$), le rapport $\sigma_{i(\text{stat})}^2 / \sigma_{3(\text{stat})}^2$ peut être calculé à partir du rapport $R_{i/3}$:

$$R_{i/3}(\Delta E_T) = \frac{\sigma_{\alpha_i}^2(\Delta E_T) + \sigma_{\beta_i}^2(\Delta E_T)}{2\sigma_{\beta_3}^2(\Delta E_T)} \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.23)$$

Les équations 6.16 et 6.21 permettent d'écrire ce rapport sous la forme :

$$R_{i/3}(\Delta E_T) = \frac{2 \langle |V_{i(mes)}|^2 \rangle}{\sigma_{3(\text{stat})}^2(\Delta E_T)} = \frac{2|V_i(\Delta E_T)|^2 + \sigma_{i(\text{stat})}^2(\Delta E_T)}{\sigma_{3(\text{stat})}^2(\Delta E_T)} \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.24)$$

Le rapport $R_{i/3}$ est égal à $\sigma_{i(\text{stat})}^2 / \sigma_{3(\text{stat})}^2$ dans le cas où il n'y a pas de flot ($|V_i| = 0$).

Expérimentalement, les variances $\sigma_{i(\text{stat})}^2$ ($i = 1$ à 3) incluent les effets statistiques et les corrélations entre sextants. En effet, les énergies transverses déposées dans les différents sextants ne sont pas totalement indépendantes car d'une part le calorimètre mesure un flux énergétique et non des particules indépendantes, et d'autre part la gerbe électromagnétique a une extension spatiale.

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le calcul du rapport $\sigma_{i(stat)}^2 / \sigma_{3(stat)}^2$ est effectué en faisant l'hypothèse que ce rapport est une constante C_i indépendante de l'énergie transverse¹ :

$$C_i = \frac{\sigma_{i(stat)}^2(\Delta E_T)}{\sigma_{3(stat)}^2(\Delta E_T)} \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.25)$$

Cette constante C_i est, en quelque sorte, une caractéristique du calorimètre électromagnétique utilisé. En d'autres termes, si une expérience réalisée avec un calorimètre ne contient pas de flot ($|V_i| = 0$), alors on a $C_i = R_{i/3}$ quelle que soit l'énergie transverse. C_i calculée pour une expérience peut être utilisée pour une autre expérience réalisée avec le même calorimètre. Si de telles données n'existent pas, alors la constante C_i est calculée à partir du rapport $R_{i/3}$ correspondant aux collisions centrales où, pour des systèmes symétriques, il n'y a plus que des effets statistiques combinés à des corrélations entre sextants.

La connaissance de la constante C_i permet de calculer le flot $|V_i|$ d'ordre i pour chaque tranche ΔE_T :

$$|V_i(\Delta E_T)| = \sqrt{\langle |V_{i(mes)}|^2 \rangle - \frac{1}{2} C_i \sigma_{3(stat)}^2(\Delta E_T)} \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.26)$$

avec :

$$\langle |V_{i(mes)}|^2 \rangle = \frac{1}{4} (\sigma_{\alpha_i}^2(\Delta E_T) + \sigma_{\beta_i}^2(\Delta E_T))$$

$$\sigma_{3(stat)}^2(\Delta E_T) = \sigma_{\beta_3}^2(\Delta E_T)$$

Remarques :

- $\sigma_{\alpha_i}(\Delta E_T)$ et $\sigma_{\beta_i}(\Delta E_T)$ sont obtenus par l'ajustement de gaussiennes sur les distributions des coefficients α_i et β_i pour chaque tranche ΔE_T .
- La constante C_i est déterminée à partir du rapport $R_{i/3}$ (équation 6.23). Dans le cas du plomb, C_i est calculé à partir des valeurs de ce rapport pour les collisions centrales.

¹ Cette hypothèse est toujours vérifiée si le rapport $\sigma_{i(stat)}^2 / \sigma_{3(stat)}^2$ ne contient pas de corrélations entre sextants (voir Annexe C, équation C.9).

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le rapport $\bar{\chi}_i$ entre le flot $|V_i(\Delta E_T)|$ d'ordre i et la valeur moyenne de l'anisotropie mesurée $\langle |V_{i(mes)}| \rangle$ d'ordre i représente pour chaque tranche ΔE_T le pourcentage de flot dans la mesure de l'anisotropie :

$$\bar{\chi}_i(\Delta E_T) = \frac{|V_i(\Delta E_T)|}{\langle |V_{i(mes)}| \rangle} \quad (i = 1 \text{ ou } 2) \quad (6.27)$$

$\bar{\chi}_i$ peut varier entre 0 et 1. $\bar{\chi}_i = 0$ signifie qu'il n'y a pas d'effets collectifs. $\bar{\chi}_i = 1$ correspond à des effets statistiques nuls.

Dans la suite de cette thèse, on s'intéressera uniquement au flot elliptique ($i = 2$) car il contient l'information physique sur la thermalisation du milieu créé lors de l'interaction.

6.4 Homogénéisation des valeurs moyennes des sextants du calorimètre électromagnétique

6.4.1 Principe de l'homogénéisation

Les grandeurs caractérisant le flot sont déterminées à partir des coefficients de Fourier a_0 , a_i et b_i (ou α_i et β_i). Chaque coefficient a_0 , a_i et b_i est une combinaison linéaire des six valeurs de l'énergie transverse mesurée dans chacun des six sextants (équation 6.4). En moyenne, la réponse du calorimètre doit présenter une symétrie de révolution (tous les sextants doivent avoir une même valeur moyenne en énergie). Ce point est approximativement vérifié pour l'ensemble des expériences. Cependant, pour minimiser les erreurs systématiques, la détermination des coefficients a_i et b_i (théoriquement centrés sur zéro), nécessite d'homogénéiser les valeurs moyennes des sextants. Cette correction est effectuée à chaque « run »².

Cette correction de premier ordre (Annexe B) repose sur un certain nombre d'hypothèses :

- La correction à apporter sur l'énergie transverse d'un sextant déterminé ne dépend pas de l'énergie reçue par les autres.
- La correction ne doit pas changer l'énergie transverse totale mesurée pour chaque événement.

6.4.2 Effet sur les différents systèmes

L'effet de cette correction est présenté sur les figures 6.2 à 6.5. Les distributions des coefficients α_i et β_i avant et après correction pour les systèmes S-Cu, S-S, S-U, et Pb-Pb en montrent la nécessité. L'effet le plus spectaculaire est obtenu pour les distributions des angles φ_1 et φ_2 (équations 6.8 et 6.9).

² Chaque « run » correspond à une bande magnétique sur laquelle sont enregistrées les informations. Chaque run porte un numéro, ce qui permet de le localiser dans la période d'acquisition.

6.4.2.1 Les données S-Cu

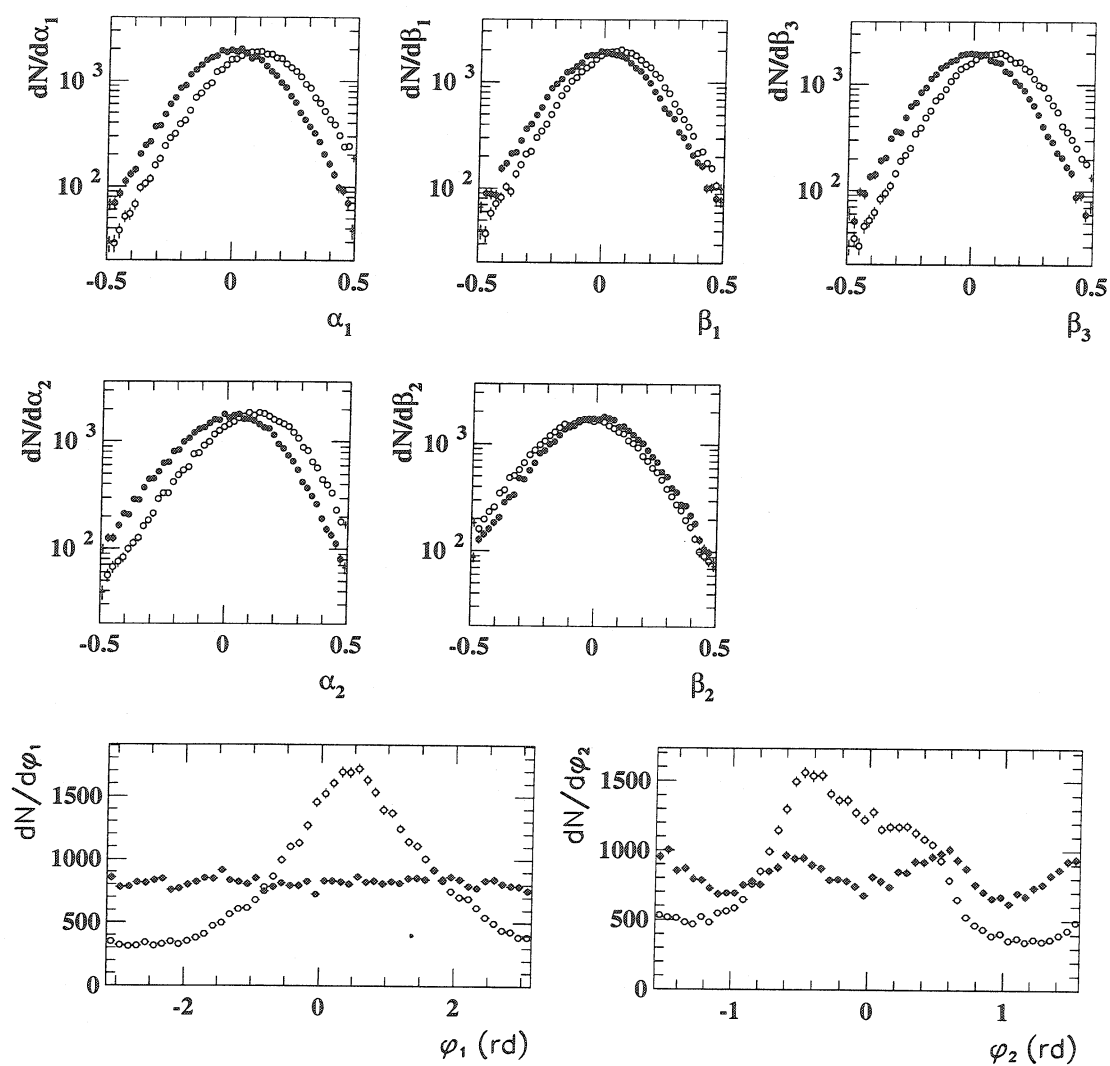


Figure 6.2 : Distributions des coefficients α_i et β_i et des angles φ_1 et φ_2 tout E_T pour les données S-Cu 91. Les points blancs représentent les valeurs avant correction et les points noirs les valeurs après correction.

6.4.2.2 Les données S-S

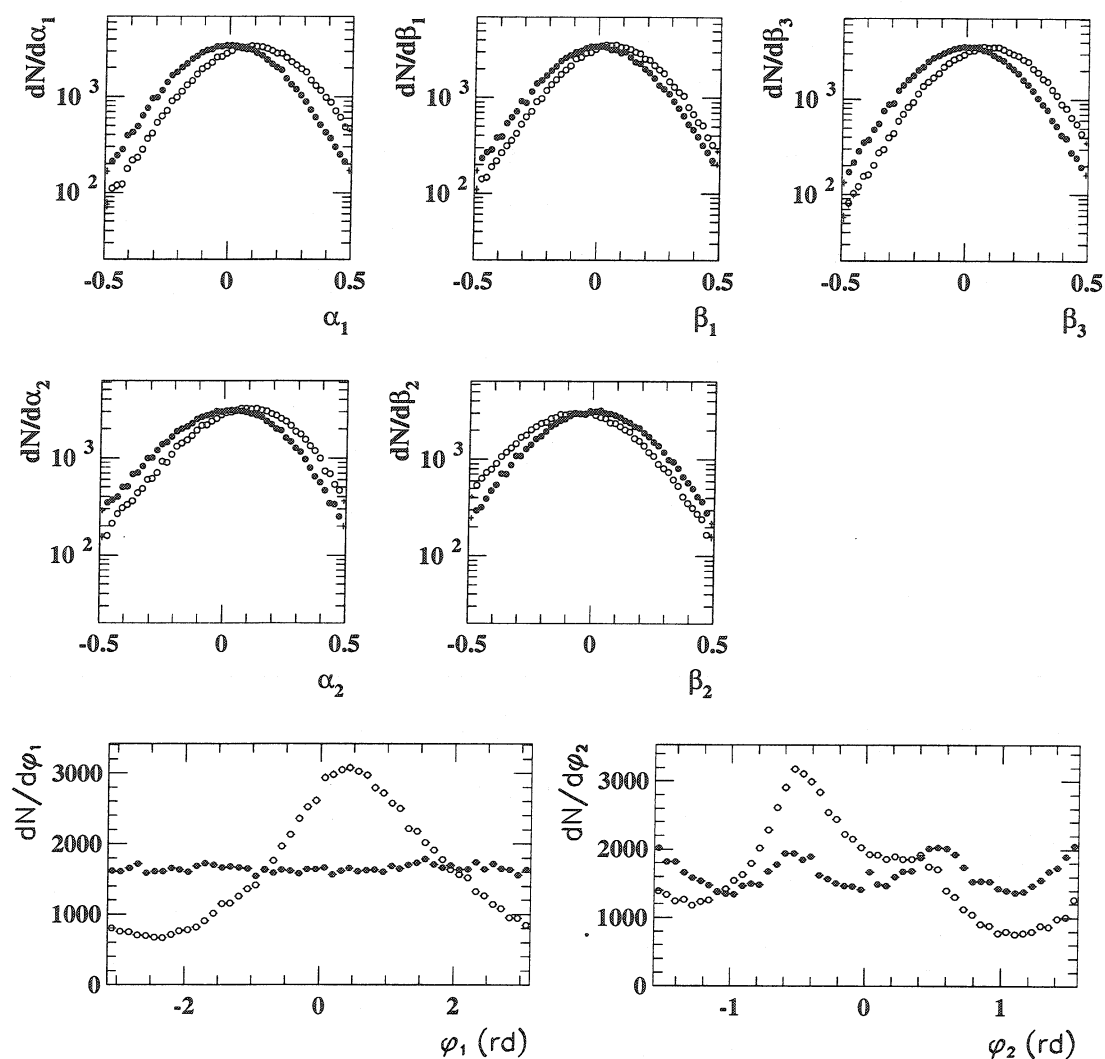


Figure 6.3 : Distributions des coefficients α_i et β_i et des angles φ_1 et φ_2 tout E_T pour les données S-S 91. Les points blancs représentent les valeurs avant correction et les points noirs les valeurs après correction.

6.4.2.3 Les données S-U

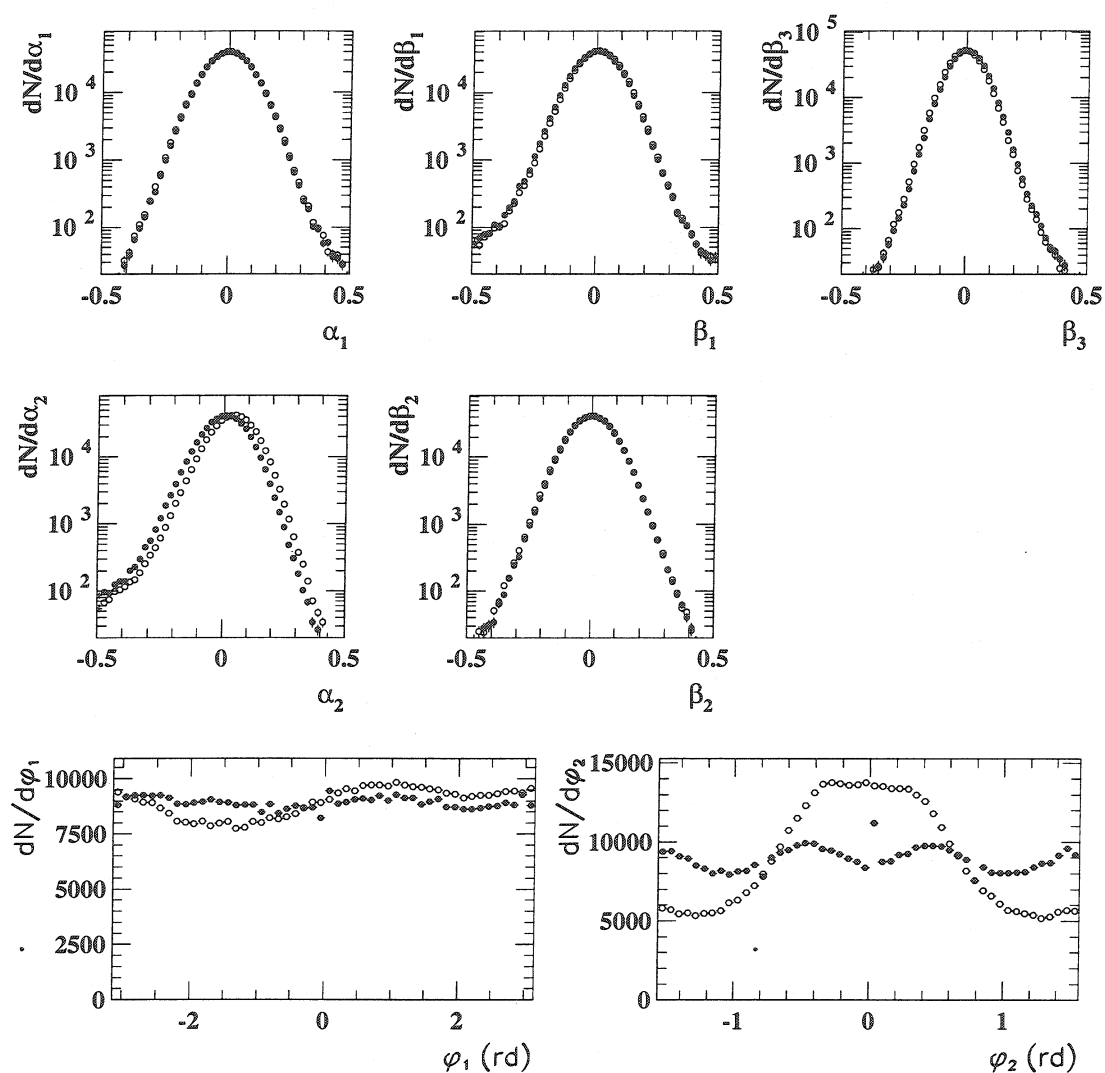


Figure 6.4 : Distributions des coefficients α_i et β_i et des angles φ_1 et φ_2 tout E_T pour les données S-U 92. Les points blancs représentent les valeurs avant correction et les points noirs les valeurs après correction.

6.4.2.4 Les données Pb-Pb

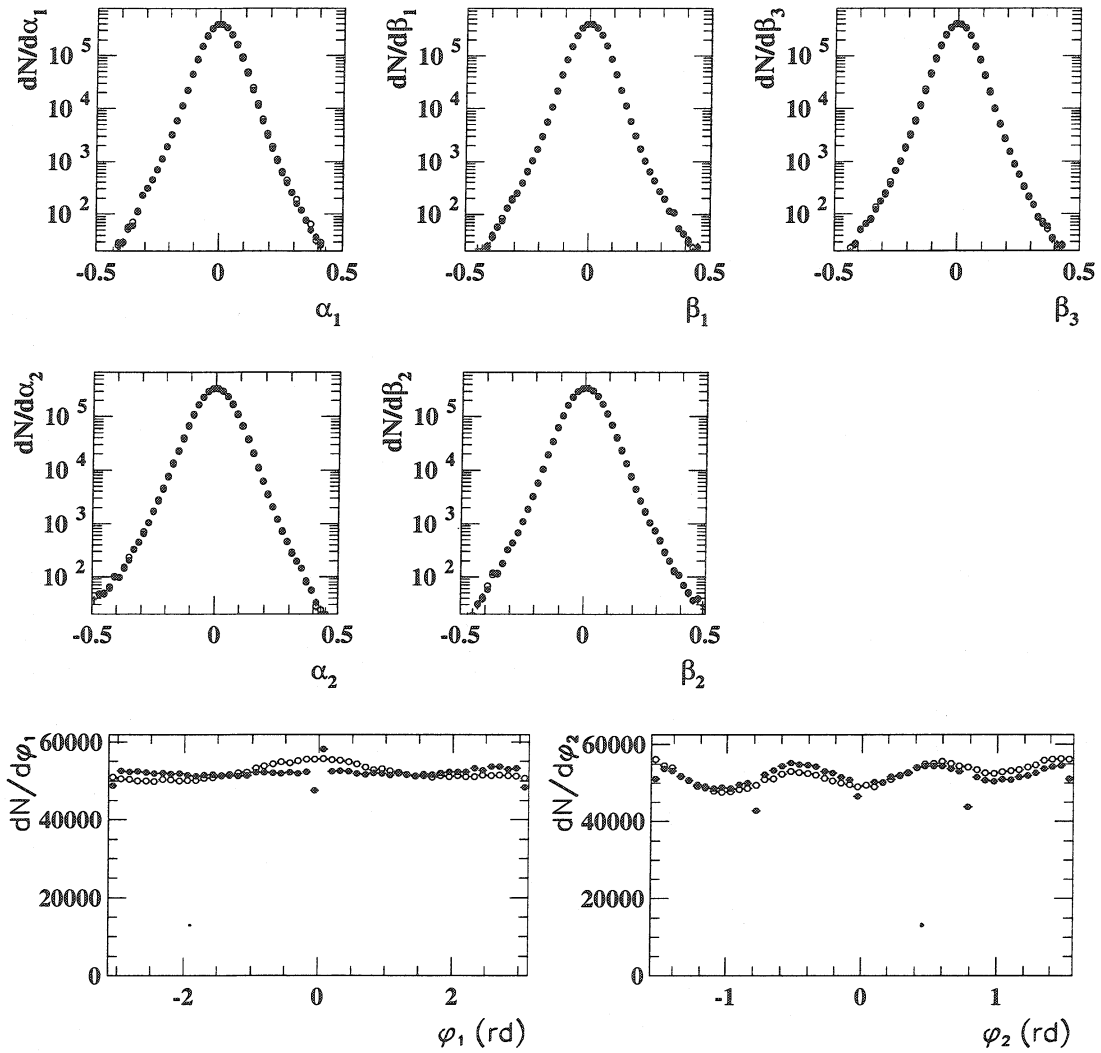


Figure 6.5 : Distributions des coefficients α_i et β_i et des angles φ_1 et φ_2 tout E_T pour les données Pb-Pb 96. Les points blancs représentent les valeurs avant correction et les points noirs les valeurs après correction.

6.5 Mesure du flot dans le système Pb-Pb

Deux prises de données Pb-Pb à 158A GeV/c ont été réalisées, l'une en 1995 et l'autre en 1996. Le nombre d'événements analysés en déclenchement dimuon en 1996 (8,6 millions d'événements) est environ 4 fois supérieur à celui de 1995.

La figure 6.6 représente le spectre en énergie transverse neutre des données Pb-Pb 96. Le genou est obtenu à partir de l'ajustement d'une gaussienne sur la partie décroissante à grande énergie transverse. On prend comme valeur du genou la valeur de E_T correspondant à un écart-type au delà de la valeur moyenne de la gaussienne. On obtient :

$$E_T(\text{genou}) = 117 \text{ GeV}$$

Pour chaque prise de données, le domaine en énergie transverse est divisé en 15 tranches de largeur $\Delta E_T = 8,6 \text{ GeV}$.

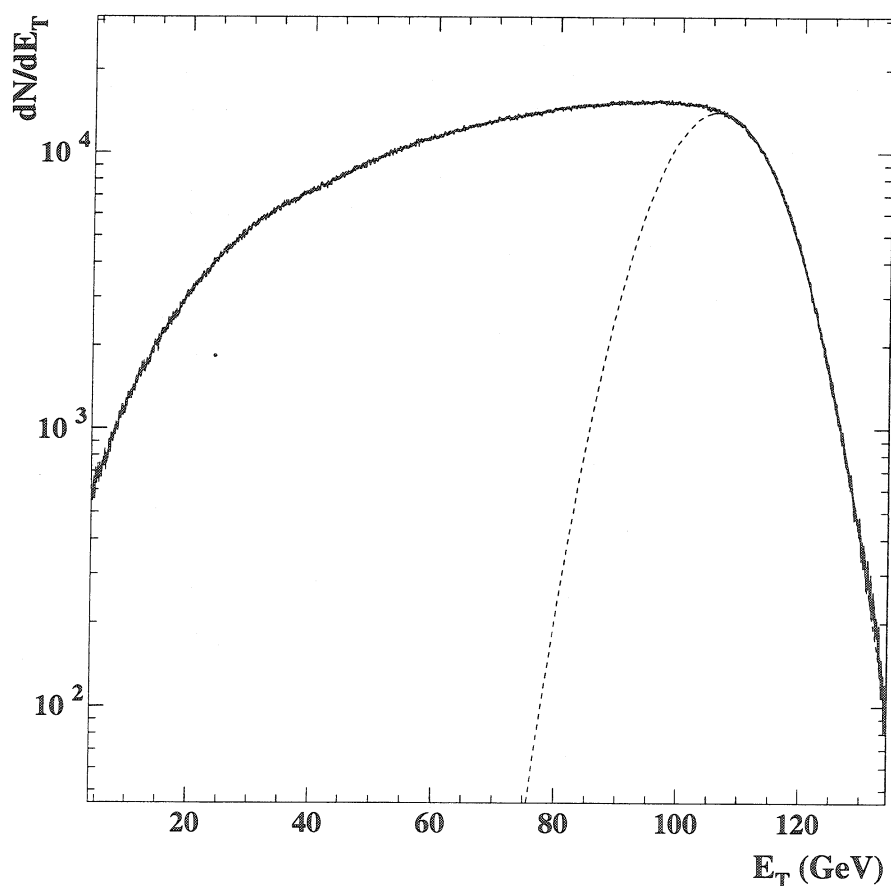


Figure 6.6 : Spectre en énergie transverse neutre des données Pb-Pb à 158A GeV/c prises en 1996. Le genou est déterminé par l'ajustement d'une gaussienne sur la partie décroissante de la distribution à grande énergie transverse.

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le nombre d'événements analysés contenus dans chaque tranche est donné dans le **tableau 6.1** :

$[E_T]$ (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)	$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$N_{\text{événements}}$
$5,0 < E_T < 13,6$	10,1	0,09	80312
$13,6 < E_T < 22,3$	18,5	0,16	179509
$22,3 < E_T < 30,9$	26,9	0,23	304589
$30,9 < E_T < 39,5$	35,5	0,30	426826
$39,5 < E_T < 48,1$	44,1	0,38	535710
$48,1 < E_T < 56,8$	52,7	0,45	659890
$56,8 < E_T < 65,4$	61,3	0,52	771707
$65,4 < E_T < 74,0$	69,9	0,60	865285
$74,0 < E_T < 82,7$	78,6	0,67	941064
$82,7 < E_T < 91,3$	87,2	0,74	994919
$91,3 < E_T < 99,9$	95,4	0,82	1012134
$99,9 < E_T < 108,5$	104,3	0,89	960655
$108,4 < E_T < 117,1$	112,6	0,96	674582
$117,2 < E_T < 125,8$	120,5	1,03	221894
$125,8 < E_T < 134,5$	128,7	1,10	30209

Tableau 6.1 : Nombre d'événements pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données Pb-Pb 96 (voir Annexe D.1 pour les données Pb-Pb 95).

$\langle E_T \rangle$: énergie transverse moyenne.

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$: énergie transverse moyenne normalisée à la valeur au genou. La valeur 1 correspond aux collisions centrales.

6.5.1 Ajustement des coefficients de Fourier

Les écarts-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) sont obtenus par l'ajustement d'une gaussienne sur les données expérimentales pour chaque tranche de E_T (tableau 6.2). La figure 6.7 donne l'allure de leur dépendance en centralité.

$[E_T]$ (GeV)	$\sigma_{\alpha_2} \pm \Delta\sigma_{\alpha_2}$	$\sigma_{\beta_2} \pm \Delta\sigma_{\beta_2}$	$\sigma_{\beta_3} \pm \Delta\sigma_{\beta_3}$
[5,0 - 13,6]	$0,1369 \pm 0,0004$	$0,1360 \pm 0,0004$	$0,1202 \pm 0,0004$
[13,6 - 22,3]	$0,1110 \pm 0,0002$	$0,1094 \pm 0,0002$	$0,09374 \pm 0,00017$
[22,3 - 30,9]	$0,09564 \pm 0,00013$	$0,09541 \pm 0,00013$	$0,08063 \pm 0,00011$
[30,9 - 39,5]	$0,08683 \pm 0,00010$	$0,08637 \pm 0,00010$	$0,07184 \pm 0,00008$
[39,5 - 48,1]	$0,07934 \pm 0,00008$	$0,07890 \pm 0,00008$	$0,06500 \pm 0,00007$
[48,1 - 56,8]	$0,07308 \pm 0,00007$	$0,07280 \pm 0,00007$	$0,05947 \pm 0,00005$
[56,8 - 65,4]	$0,06787 \pm 0,00006$	$0,06751 \pm 0,00006$	$0,05527 \pm 0,00005$
[65,4 - 74,0]	$0,06335 \pm 0,00005$	$0,06301 \pm 0,00005$	$0,05194 \pm 0,00004$
[74,0 - 82,7]	$0,05936 \pm 0,00004$	$0,05905 \pm 0,00004$	$0,04934 \pm 0,00004$
[82,7 - 91,3]	$0,05588 \pm 0,00004$	$0,05550 \pm 0,00004$	$0,04705 \pm 0,00003$
[91,3 - 99,9]	$0,05264 \pm 0,00004$	$0,05238 \pm 0,00004$	$0,04517 \pm 0,00003$
[99,9 - 108,5]	$0,05009 \pm 0,00004$	$0,04980 \pm 0,00004$	$0,04355 \pm 0,00003$
[108,4 - 117,1]	$0,04819 \pm 0,00004$	$0,04779 \pm 0,00004$	$0,04220 \pm 0,00004$
[117,2 - 125,8]	$0,04707 \pm 0,00007$	$0,04659 \pm 0,00007$	$0,04121 \pm 0,00006$
[125,8 - 134,5]	$0,04607 \pm 0,00109$	$0,04512 \pm 0,00019$	$0,04008 \pm 0,00017$

Tableau 6.2 : Écarts-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) obtenus par l'ajustement d'une gaussienne pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données Pb-Pb 96 (voir Annexe D.1 pour les données Pb-Pb 95).

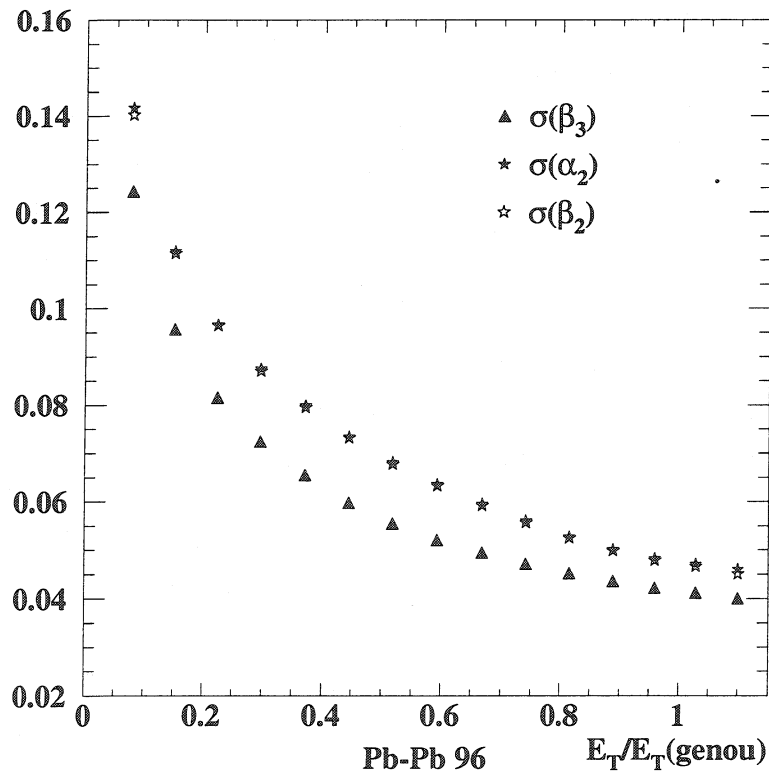
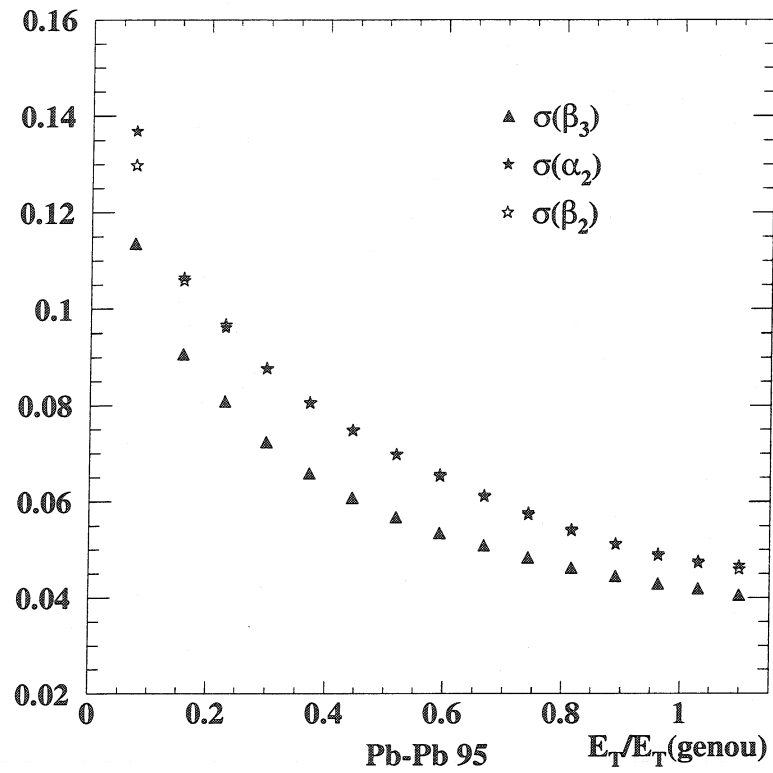


Figure 6.7 : Écart-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2,3$) en fonction de la centralité pour les données Pb-Pb 95 et 96.

6.5.2 Le flot elliptique en énergie transverse neutre

L'évaluation du flot elliptique (équation 6.26) nécessite la connaissance de la constante C_2 . Cette constante est déterminée à partir du rapport :

$$R_{2/3}(\Delta E_T) = \frac{\sigma_{\alpha_2}^2(\Delta E_T) + \sigma_{\beta_2}^2(\Delta E_T)}{\sigma_{\beta_3}^2(\Delta E_T)}$$

La figure 6.8 montre une nette dépendance en centralité de ce rapport. La valeur du rapport est plus élevée pour les collisions semi-centrales que pour les collisions centrales ou très périphériques. La constante C_2 associée au calorimètre NA50 est déterminée à partir de l'ajustement d'une constante sur les trois derniers points correspondant aux collisions les plus centrales. On prend comme valeur de la constante C_2 la valeur moyenne des deux constantes obtenues à partir des expériences Pb-Pb 95 ($C_2 = 1,2956$) et Pb-Pb 96 ($C_2 = 1,2929$). On trouve $C_2 = 1,2942$. Le flot $|V_2|$ peut alors être calculé pour les différentes centralités :

$$|V_2(\Delta E_T)| = \sqrt{\langle |V_{2(mes)}|^2 \rangle - \frac{1}{2} 1,2942 \sigma_{3(stat)}^2(\Delta E_T)}$$

avec :

$$\langle |V_{2(mes)}|^2 \rangle = \frac{1}{4} \sigma_{\alpha_2}^2(\Delta E_T) + \sigma_{\beta_2}^2(\Delta E_T)$$

$$\sigma_{3(stat)}^2(\Delta E_T) = \sigma_{\beta_3}^2(\Delta E_T)$$

Les deux flots elliptiques calculés à partir des données 95 et 96 sont représentés sur la figure 6.9. Les données 95 sont systématiquement supérieures de quelques % aux données 96. Cependant, les comportements des deux courbes sont identiques. L'évolution du flot en fonction de la centralité correspond au comportement attendu d'un milieu thermalisé [Ollitrau92].

La valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(mes)}| \rangle$ en fonction de la centralité est représentée sur la figure 6.10. Le rapport $\bar{\chi}_2$ (équation 6.27) peut être calculé pour les différentes centralités :

$$\bar{\chi}_2(\Delta E_T) = \frac{|V_2(\Delta E_T)|}{\langle |V_{2(mes)}| \rangle}$$

La figure 6.11 montre que le rapport $\bar{\chi}_2$ possède un maximum à mi-centralité d'environ 50% et tend vers zéro aux collisions centrales et très périphériques où l'anisotropie mesurée est donc purement statistique.

Les valeurs du flot elliptique, du rapport $\bar{\chi}_2$ et de la valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(mes)}| \rangle$ pour chaque tranche ΔE_T sont données dans le tableau 6.3 (données Pb-Pb 96).

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$ V_2 \pm \Delta V_2 $ (%)	$\langle V_{2(\text{mes})} \rangle$ (%)	$\bar{\chi}_2 \pm \Delta\bar{\chi}_2$ (%)
0,09	-	7,73	-
0,16	$1,82 \pm 0,07$	6,00	$30,3 \pm 1,2$
0,23	$1,89 \pm 0,04$	5,12	$36,9 \pm 0,8$
0,30	$2,02 \pm 0,02$	4,56	$44,4 \pm 0,5$
0,38	$1,99 \pm 0,02$	4,12	$48,3 \pm 0,4$
0,45	$1,93 \pm 0,01$	3,76	$51,3 \pm 0,4$
0,52	$1,77 \pm 0,01$	3,49	$50,8 \pm 0,3$
0,60	$1,58 \pm 0,01$	3,27	$48,3 \pm 0,3$
0,67	$1,33 \pm 0,01$	3,10	$42,9 \pm 0,4$
0,74	$1,09 \pm 0,01$	2,96	$36,8 \pm 0,4$
0,82	$0,76 \pm 0,02$	2,83	$26,9 \pm 0,5$
0,89	$0,45 \pm 0,02$	2,73	$16,4 \pm 0,9$
0,96	-	2,64	-
1,03	-	2,58	-
1,10	-	2,51	-

Tableau 6.3 : Valeurs du flot elliptique, de la variable $\bar{\chi}_2$ et de la valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(\text{mes})}| \rangle$ pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données Pb-Pb 96 (voir Annexe D.1 pour les données Pb-Pb 95).

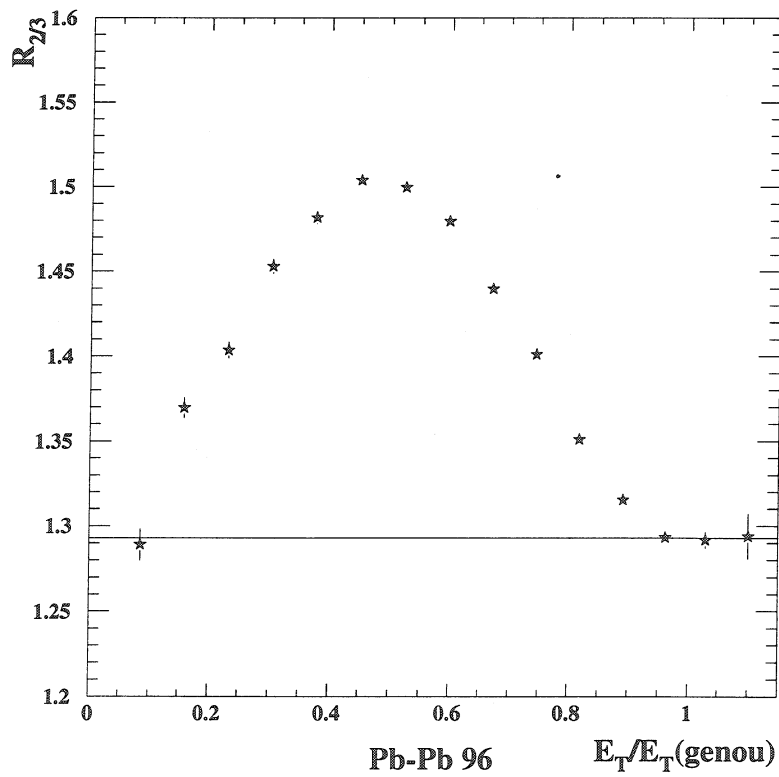
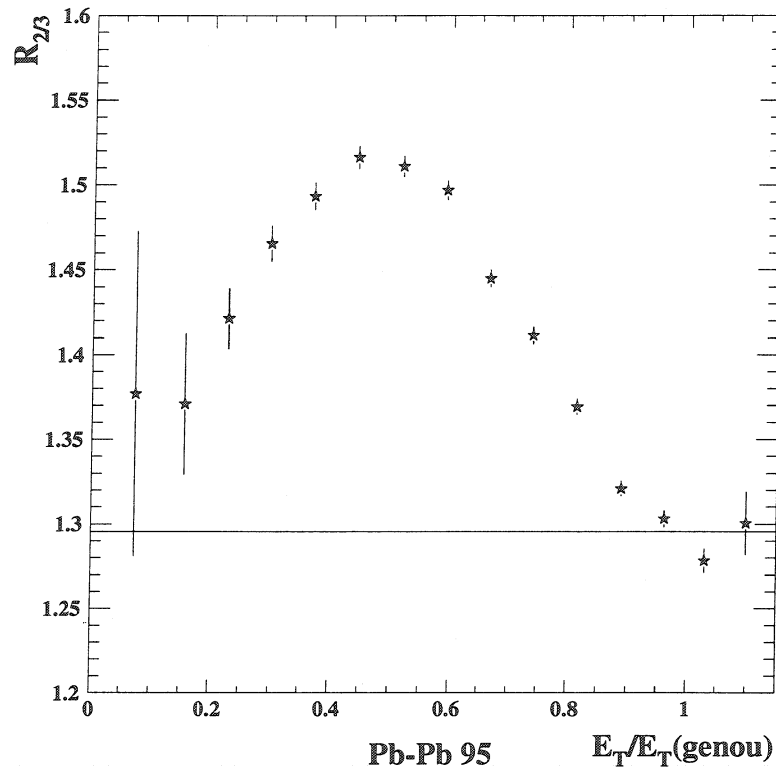


Figure 6.8 : Rapports $R_{2/3} = (\sigma_{\alpha_2}^2 + \sigma_{\beta_2}^2) / 2\sigma_{\beta_3}^2$ en fonction de la centralité pour les données Pb-Pb 95 et Pb-Pb 96. La constante C_2 est ajustée sur les valeurs centrales (les trois derniers points) : $C_2 = 1,2956$ en Pb-Pb 95 et $C_2 = 1,2929$ en Pb-Pb 96

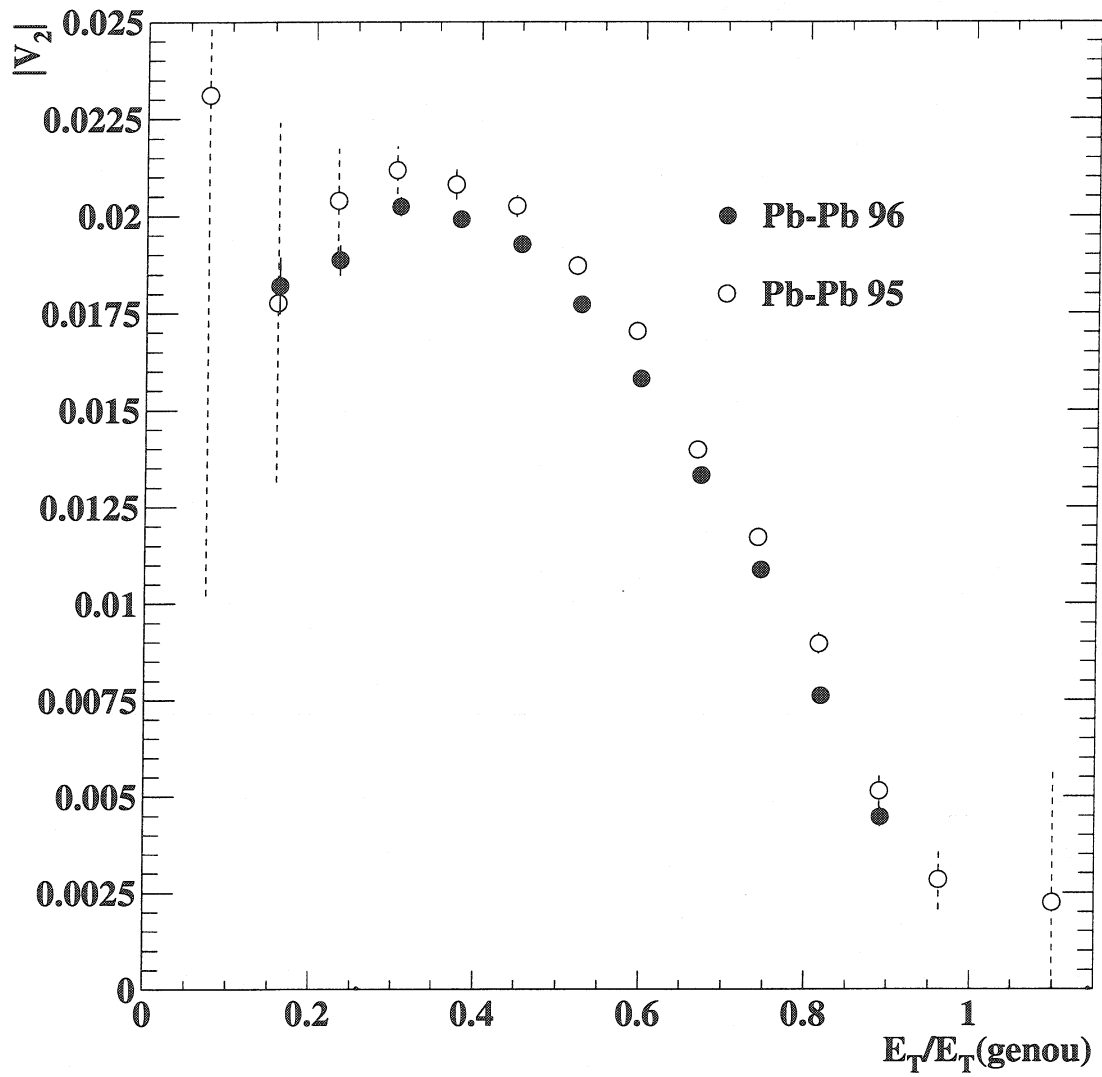


Figure 6.9 : Flot elliptique en énergie transverse neutre $|V_2|$ ($C_2 = 1,2942$) en fonction de la centralité pour les données Pb-Pb 95 et Pb-Pb 96.

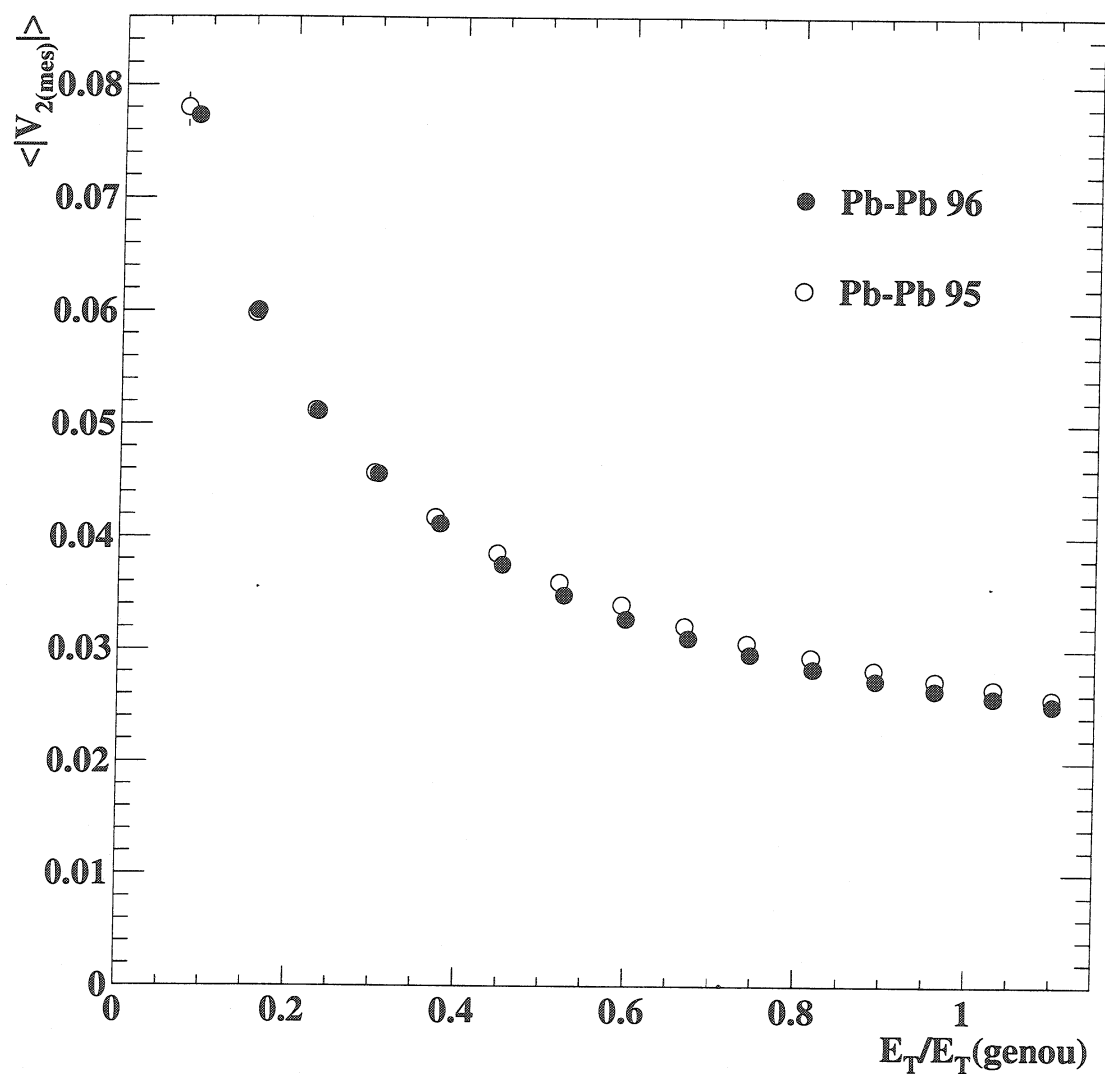


Figure 6.10 : Valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(mes)}| \rangle$ en fonction de la centralité pour les données Pb-Pb 95 et Pb-Pb 96.

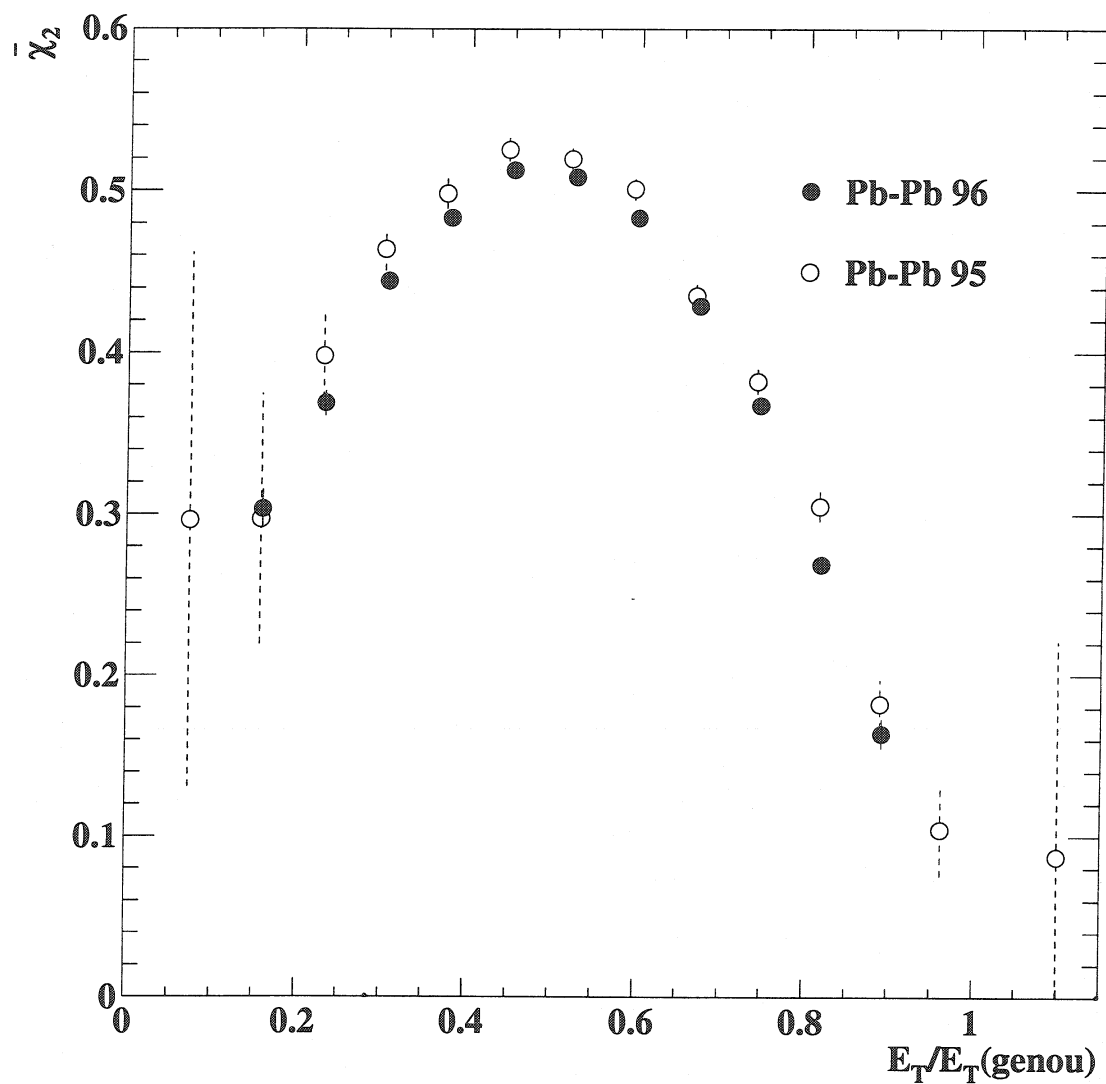


Figure 6.11 : Variable $\bar{\chi}_2$ en fonction de la centralité pour les données Pb-Pb 95 et Pb-Pb 96.

6.6 Mesure du flot dans les systèmes S-S, S-Cu

6.6.1 Particularités du calorimètre électromagnétique de l'expérience NA38

L'étude des collisions S-S, S-Cu et S-U a été faite dans le cadre de l'expérience NA38 avec un calorimètre électromagnétique différent de celui de l'expérience NA50 (§ 4.1). Les prises de données des systèmes S-S et S-Cu ont été effectuées en 1991.

Le calorimètre électromagnétique était réduit à ses deux couronnes externes, les trois couronnes internes qui étaient dans l'acceptance du calorimètre ayant été enlevées pour étudier les résonances de basses masses (ϕ , ρ et ω).

6.6.2 Spectres en énergie transverse

L'énergie du faisceau de soufre était de 200A GeV/c. Le nombre d'événements analysés est d'environ 40000 en S-Cu et 80000 en S-S.

La figure 6.12 représente les spectres d'énergie transverse neutre pour les deux systèmes. Les valeurs correspondant aux genoux sont :

$$E_T(\text{genou}) = 38 \text{ GeV} \quad \text{pour S-Cu}$$

$$E_T(\text{genou}) = 28,2 \text{ GeV} \quad \text{pour S-S}$$

Les événements sont regroupés en 5 lots correspondant à 5 tranches en énergie transverse neutre de largeur $\Delta E_T = 7,2 \text{ GeV}$ en S-Cu et $\Delta E_T = 4,8 \text{ GeV}$ en S-S.

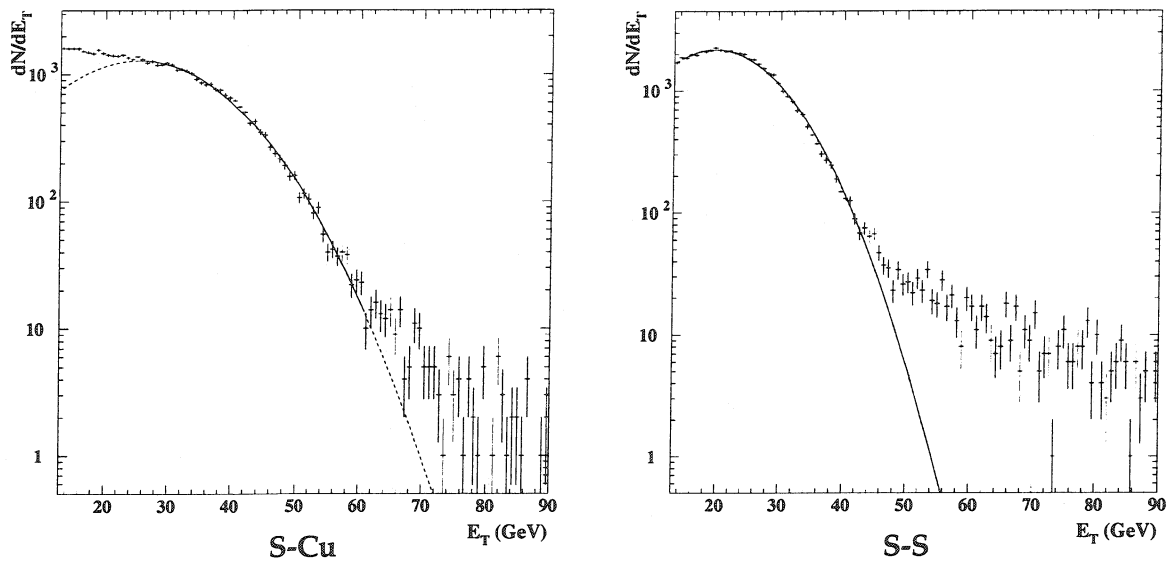


Figure 6.12 : Spectres d'énergie transverse neutre pour les données S-Cu et S-S à 200A GeV/c. Le genou est déterminé par l'ajustement d'une gaussienne sur la partie décroissante de la distribution à grande énergie transverse.

Le nombre d'événements analysés contenus dans chaque tranche est donné dans le **tableau 6.4** :

$[E_T]$ (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)	$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$N_{\text{événements}}$
$7,0 < E_T < 14,2$	10,7	0,28	14165
$14,2 < E_T < 21,5$	17,9	0,47	14204
$21,5 < E_T < 28,7$	25,1	0,66	12369
$28,7 < E_T < 36,0$	31,9	0,84	9836
$36,0 < E_T < 43,2$	39,1	1,03	6041
<i>système S-Cu</i>			
$[E_T]$ (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)	$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$N_{\text{événements}}$
$7,0 < E_T < 11,9$	9,6	0,34	13083
$11,9 < E_T < 16,7$	14,4	0,51	17550
$16,7 < E_T < 21,6$	19,2	0,68	20331
$21,6 < E_T < 26,4$	24,0	0,85	18286
$26,4 < E_T < 31,3$	28,5	1,01	11835
<i>système S-S</i>			

Tableau 6.4 : Nombre d'événements pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-Cu et S-S.

$\langle E_T \rangle$: énergie transverse moyenne.

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$: énergie transverse moyenne normalisée à la valeur au genou. La valeur 1 correspond aux collisions centrales.

6.6.3 Ajustement des coefficients de Fourier

Les écarts-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) sont obtenus par l'ajustement d'une gaussienne sur les données expérimentales (tableau 6.5). La figure 6.13 montre la dépendance en centralité des écarts-types des coefficients de Fourier α_i et β_i .

$[E_T]$ (GeV)	$\sigma_{\alpha_2} \pm \Delta\sigma_{\alpha_2}$	$\sigma_{\beta_2} \pm \Delta\sigma_{\beta_2}$	$\sigma_{\beta_3} \pm \Delta\sigma_{\beta_3}$
[7,0 - 14,2]	$0,228 \pm 0,002$	$0,236 \pm 0,002$	$0,208 \pm 0,001$
[14,2 - 21,5]	$0,195 \pm 0,001$	$0,195 \pm 0,001$	$0,175 \pm 0,001$
[21,5 - 28,7]	$0,173 \pm 0,001$	$0,174 \pm 0,001$	$0,156 \pm 0,001$
[28,7 - 36,0]	$0,158 \pm 0,001$	$0,162 \pm 0,001$	$0,144 \pm 0,001$
[36,0 - 43,2]	$0,151 \pm 0,002$	$0,153 \pm 0,002$	$0,135 \pm 0,001$

système S-Cu

$[E_T]$ (GeV)	$\sigma_{\alpha_2} \pm \Delta\sigma_{\alpha_2}$	$\sigma_{\beta_2} \pm \Delta\sigma_{\beta_2}$	$\sigma_{\beta_3} \pm \Delta\sigma_{\beta_3}$
[7,0 - 11,9]	$0,670 \pm 0,002$	$0,270 \pm 0,002$	$0,239 \pm 0,002$
[11,9 - 16,7]	$0,224 \pm 0,001$	$0,233 \pm 0,001$	$0,205 \pm 0,001$
[16,7 - 21,6]	$0,204 \pm 0,001$	$0,210 \pm 0,001$	$0,185 \pm 0,001$
[21,6 - 26,4]	$0,190 \pm 0,001$	$0,196 \pm 0,001$	$0,170 \pm 0,001$
[26,4 - 31,3]	$0,182 \pm 0,001$	$0,186 \pm 0,001$	$0,164 \pm 0,001$

système S-S

Tableau 6.5 : Écarts-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) obtenus par l'ajustement d'une gaussienne pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-S.

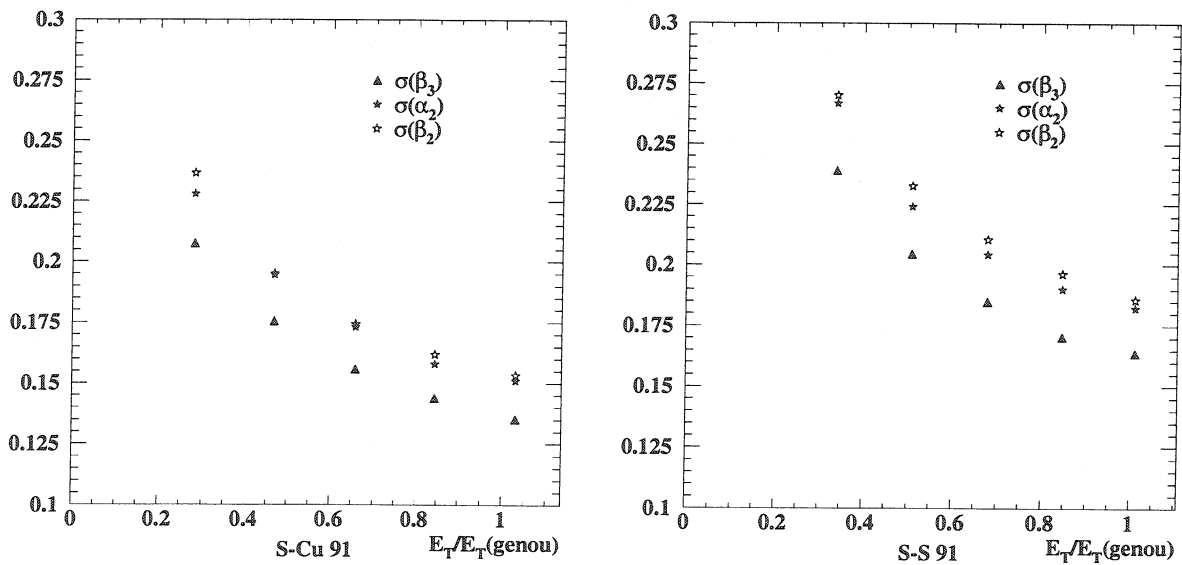


Figure 6.13 : Écarts-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) en fonction de la centralité pour les données S-Cu et S-S.

6.6.4 Le flot elliptique en énergie transverse neutre

L'étude du rapport $R_{2/3}$ permet de déterminer la constante C_2 nécessaire au calcul du flot. La figure 6.14 représente ce rapport en fonction de la centralité pour les systèmes S-Cu et S-S. Aucune dépendance en centralité n'apparaît sur ces figures. En conséquence, la constante C_2 est déterminée par l'ajustement d'une constante sur l'ensemble des points. Les valeurs obtenues sont $C_2 = 1,244$ pour le système S-Cu et $C_2 = 1,263$ pour le système S-S.

Les allures des flots calculés à partir de ces valeurs sont présentées sur la figure 6.15. L'ensemble des points est compatible avec zéro. Aucun flot elliptique en énergie transverse neutre ne peut donc être mis en évidence dans les interactions S-Cu et S-S.

La valeur de la constante C_2 dépend des effets statistiques et des corrélations entre sextants. C'est une caractéristique du calorimètre NA38 lorsque les deux couronnes externes sont utilisées. La moyenne des deux constantes C_2 obtenues pour les systèmes S-S et S-Cu sera donc utilisée pour la détermination du flot dans le cas du système S-U : $C_2 = 1,255$.

$[E_T]$ (GeV)	$ V_2 ^2 \pm \Delta V_2 ^2$ (‰)
[7,0 - 14,2]	$0,19 \pm 0,44$
[14,2 - 21,5]	$-0,18 \pm 0,31$
[21,5 - 28,7]	$0,01 \pm 0,26$
[28,7 - 36,0]	$-0,10 \pm 0,24$
[36,0 - 43,2]	$0,18 \pm 0,28$
<i>système S-Cu</i>	
$[E_T]$ (GeV)	$ V_2 ^2 \pm \Delta V_2 ^2$ (‰)
[7,0 - 11,9]	$-0,03 \pm 0,59$
[11,9 - 16,7]	$-0,34 \pm 0,37$
[16,7 - 21,6]	$-0,08 \pm 0,29$
[21,6 - 26,4]	$0,32 \pm 0,26$
[26,4 - 31,3]	$0,01 \pm 0,30$
<i>système S-S</i>	

Tableau 6.6 : Flot au carré $|V_2|^2$ pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-Cu et S-S.

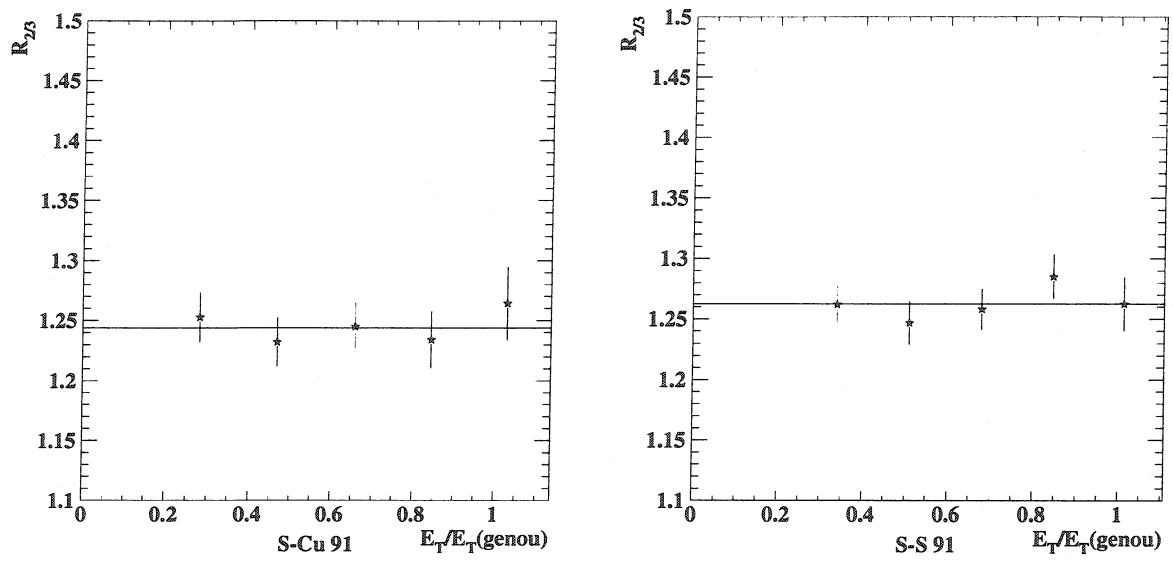


Figure 6.14 : Rapports $R_{2/3} = (\sigma_{a_2}^2 + \sigma_{\beta_2}^2) / 2\sigma_{\beta_3}^2$ en fonction de la centralité pour les données S-Cu et S-S. La constante C_2 est ajustée sur l'ensemble des données :
 $C_2 = 1,244$ en S-Cu 91 et $C_2 = 1,263$ en S-S 91

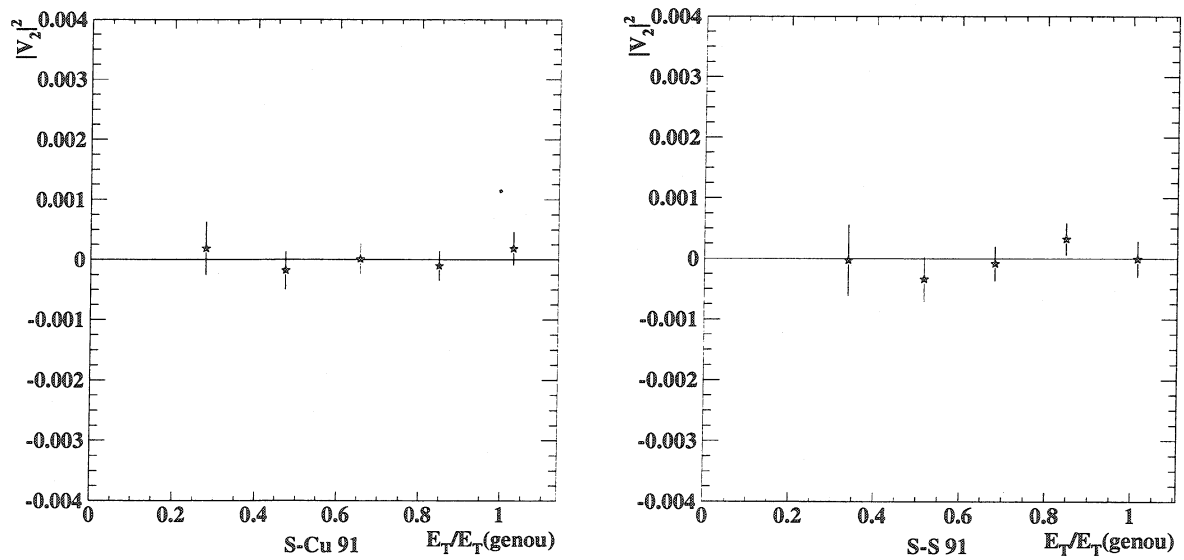


Figure 6.15 : Flot au carré $|V_2|^2$ en fonction de la centralité pour les données S-Cu et S-S.

6.7 Mesure du flot dans le système S-U

Trois prises de données différentes S-U ont été réalisées avec un faisceau de soufre de 200A GeV/c. Le nombre d'événements analysés est d'environ 2,5 millions pour la première prise de données en 1991, de 1 million pour la deuxième prise de données en 1991 et de 2 millions en 1992.

La figure 6.16 représente le spectre en énergie transverse neutre des données S-U 92. La valeur correspondant au genou est :

$$E_T(\text{genou}) = 90 \text{ GeV}$$

Les événements sont regroupés en 7 lots correspondant à 7 tranches en énergie transverse neutre de largeur $\Delta E_T = 16,1 \text{ GeV}$.

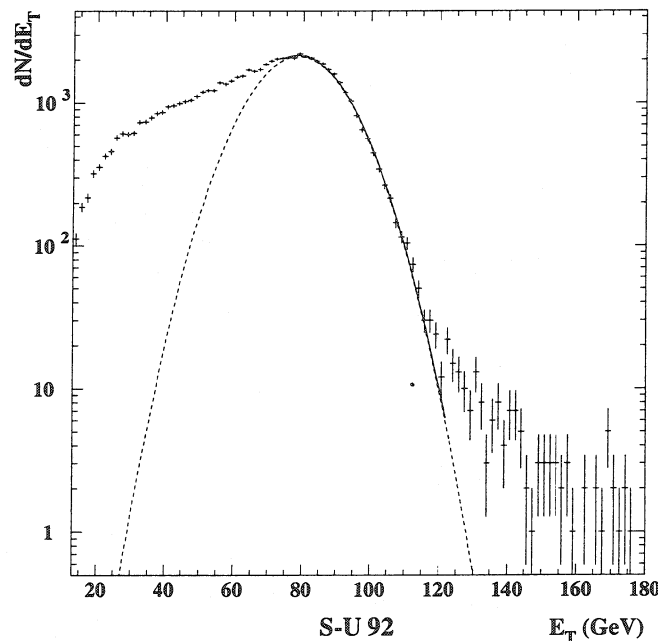


Figure 6.16 : Spectre en énergie transverse neutre des données S-U à 200A GeV/c prises en 1992. Le genou est déterminé par l'ajustement d'une gaussienne sur la partie décroissante de la distribution à grande énergie transverse.

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le nombre d'événements analysés contenus dans chaque tranche est donné dans le **tableau 6.7** :

$[E_T]$ (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)	$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$N_{\text{événements}}$
$13,0 < E_T < 29,1$	23,0	0,26	120885
$29,1 < E_T < 45,3$	37,8	0,42	270290
$45,3 < E_T < 61,4$	53,9	0,60	411139
$61,4 < E_T < 77,6$	70,0	0,78	611329
$77,6 < E_T < 93,7$	84,5	0,94	519342
$93,7 < E_T < 109,9$	98,8	1,10	102062
$109,9 < E_T < 126,0$	115,4	1,28	7732

Tableau 6.7 : Nombre d'événements pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-U 92 (voir Annexe D.2 pour les données S-U 91).

$\langle E_T \rangle$: énergie transverse moyenne.

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$: énergie transverse moyenne normalisée à la valeur au genou. La valeur 1 correspond aux collisions centrales.

Les trois prises de données différentes correspondent à des dispositifs expérimentaux différents : « dispositif basses masses » (deux couronnes externes) et « dispositif J/ψ » (calorimètre dans sa totalité). La constante C_2 permettant d'extraire le flot elliptique est déterminée à partir des expériences S-S et S-Cu (§ 6.6.4) dans le cas du « dispositif basses masses » n'utilisant que les couronnes externes du calorimètre. En conséquence, dans le cas du « dispositif J/ψ », seules les couronnes externes du calorimètre seront utilisées car le fait de se servir des trois couronnes internes modifie évidemment les corrélations entre les sextants et par conséquent la constante C_2 .

Le domaine de rapidité couvert par ces deux couronnes recouvre en partie celui de l'expérience NA50 (§ 4.1), ce qui permet de comparer directement les résultats avec ceux obtenus pour le système Pb-Pb.

6.7.1 Ajustement des coefficients de Fourier

Les écarts-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) sont obtenus par ajustement d'une gaussienne sur les données expérimentales pour chaque tranche de E_T (tableau 6.8). La figure 6.17 donne l'allure de leur dépendance en centralité.

$[E_T]$ (GeV)	$\sigma_{\alpha_2} \pm \Delta\sigma_{\alpha_2}$	$\sigma_{\beta_2} \pm \Delta\sigma_{\beta_2}$	$\sigma_{\beta_3} \pm \Delta\sigma_{\beta_3}$
[13,0 - 29,1]	$0,1714 \pm 0,0004$	$0,1756 \pm 0,0004$	$0,1533 \pm 0,0003$
[29,1 - 45,3]	$0,1410 \pm 0,0002$	$0,1413 \pm 0,0002$	$0,1232 \pm 0,0002$
[45,3 - 61,4]	$0,1219 \pm 0,0001$	$0,1217 \pm 0,0001$	$0,1057 \pm 0,0001$
[61,4 - 77,6]	$0,1106 \pm 0,0001$	$0,1097 \pm 0,0001$	$0,0951 \pm 0,0001$
[77,6 - 93,7]	$0,1035 \pm 0,0001$	$0,1024 \pm 0,0001$	$0,089 \pm 0,0001$
[93,7 - 109,9]	$0,0993 \pm 0,0002$	$0,0969 \pm 0,0002$	$0,0844 \pm 0,0002$
[109,9 - 126,0]	$0,1032 \pm 0,0010$	$0,0955 \pm 0,0009$	$0,0868 \pm 0,0009$

Tableau 6.8 : Écarts-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) obtenus par l'ajustement d'une gaussienne pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-U 92 (voir Annexe D.2 pour les données S-U 91).

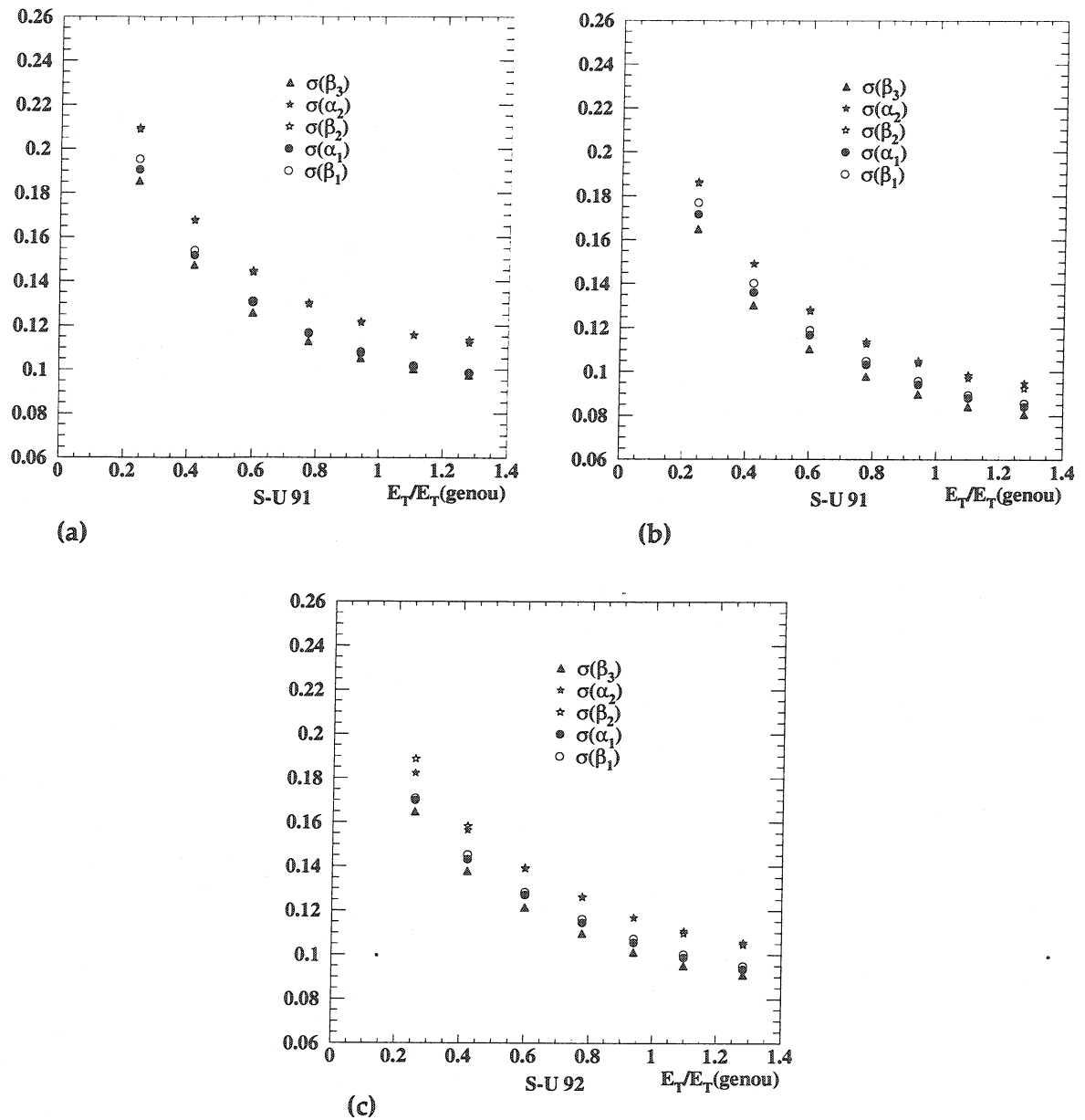


Figure 6.17 : *Ecart-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) en fonction de la centralité*

(a) : *pour les données S-U 91 obtenues avec le « dispositif basses masses »*

(b) : *pour les données S-U 91 obtenues avec le « dispositif J/ ψ »*

(c) : *pour les données S-U 92*

6.7.2 Le flot elliptique en énergie transverse neutre

La figure 6.18 montre l'évolution croissante du rapport $R_{2/3}$ en fonction de la centralité pour les collisions S-U. La variation de ce rapport en fonction de la centralité incite à conclure qu'il y a un phénomène de flot. Cependant, les valeurs élevées de ce rapport au niveau des collisions centrales semblent indiquer qu'il n'y a pas pour ce système isotropie aux grandes énergies transverses. Il est donc impossible de déterminer la valeur du flot elliptique suivant la méthode qui consiste à ajuster une constante aux points correspondant aux réactions centrales. Ceci justifie la limitation de l'analyse aux deux couronnes externes du calorimètre afin de pouvoir utiliser la constante C_2 déterminée à partir des systèmes S-S et S-Cu ($C_2 = 1,255$).

Le flot $|V_2|$ est calculé pour les différentes centralités (équation 6.26). Les trois flots elliptiques déterminés à partir des trois expériences S-U sont représentés sur la figure 6.19.

La valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(mes)}| \rangle$ en fonction de la centralité est représentée sur la figure 6.20. La variable $\bar{\chi}_2$ peut être calculée pour les différentes centralités. La fonction qui la représente est croissante avec la centralité (figure 6.21). Les valeurs du flot elliptique $|V_2|$, de la variable $\bar{\chi}_2$ et de la valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(mes)}| \rangle$ pour chaque tranche ΔE_T sont données dans le tableau 6.9 (données S-U 92).

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$ V_2 \pm \Delta V_2 $ (%)	$\langle V_{2(mes)} \rangle$ (%)	$\bar{\chi}_2 \pm \Delta \bar{\chi}_2$ (%)
0,26	$1,76 \pm 0,23$	10,14	$17,3 \pm 2,3$
0,42	$2,10 \pm 0,08$	8,22	$25,6 \pm 1,0$
0,60	$2,04 \pm 0,05$	7,00	$29,1 \pm 0,7$
0,78	$1,97 \pm 0,03$	6,24	$31,5 \pm 0,6$
0,94	$1,80 \pm 0,04$	5,77	$31,3 \pm 0,6$
1,10	$1,83 \pm 0,07$	5,50	$33,3 \pm 1,3$
1,28	$1,46 \pm 0,41$	6,28	$23,2 \pm 6,5$

Tableau 6.9 : Valeurs du flot elliptique $|V_2|$, de la variable $\bar{\chi}_2$ et de la valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(mes)}| \rangle$ pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-U 92 (voir Annexe D.2 pour les données S-U 91).

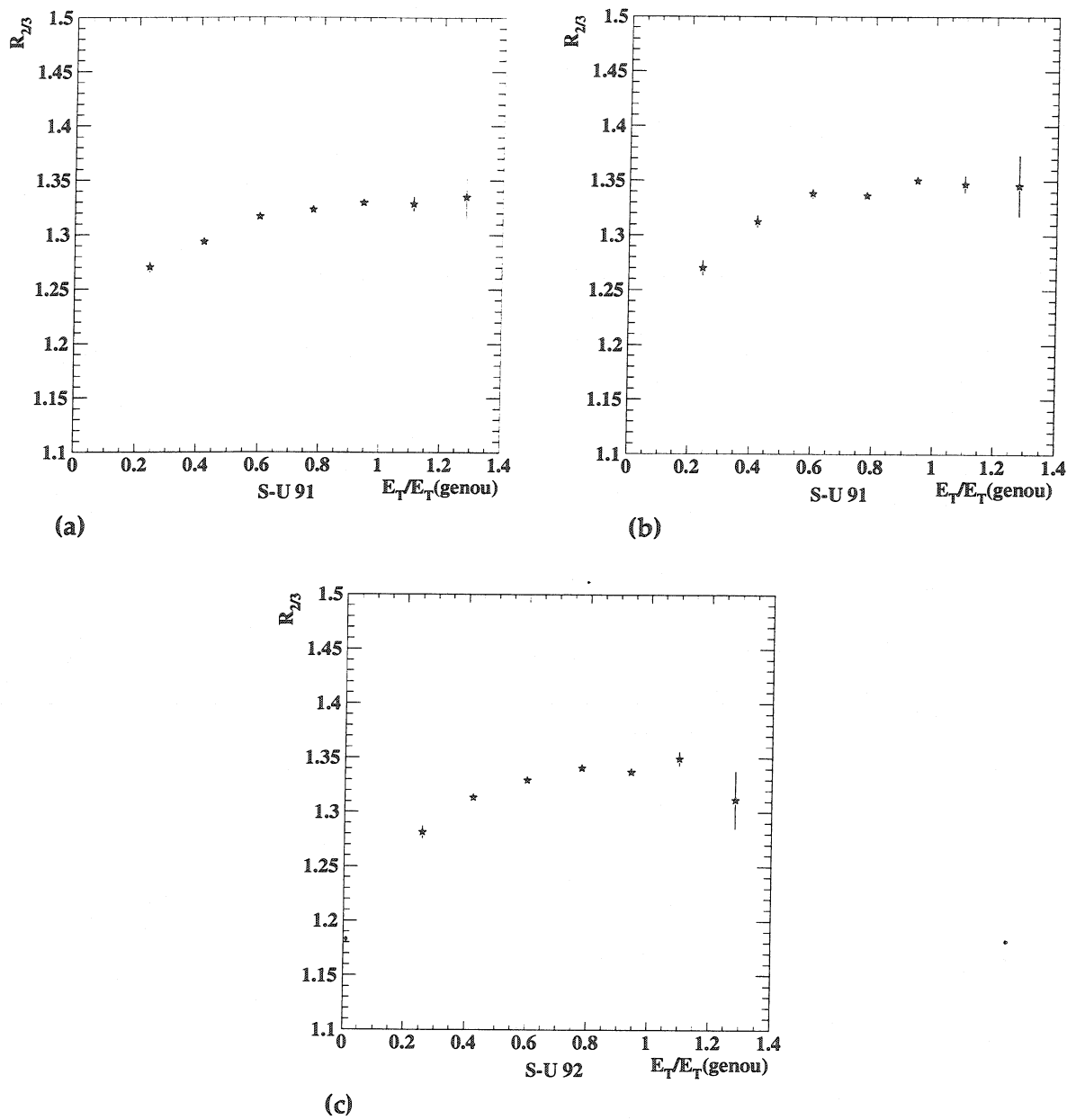


Figure 6.18 : Rapports $R_{2/3} = (\sigma_{\alpha_2}^2 + \sigma_{\beta_2}^2) / 2\sigma_{\beta_3}^2$ en fonction de la centralité
 (a) : pour les données S-U 91 obtenues avec le « dispositif basses masses »
 (b) : pour les données S-U 91 obtenues avec le « dispositif J/ψ »
 (c) : pour les données S-U 92

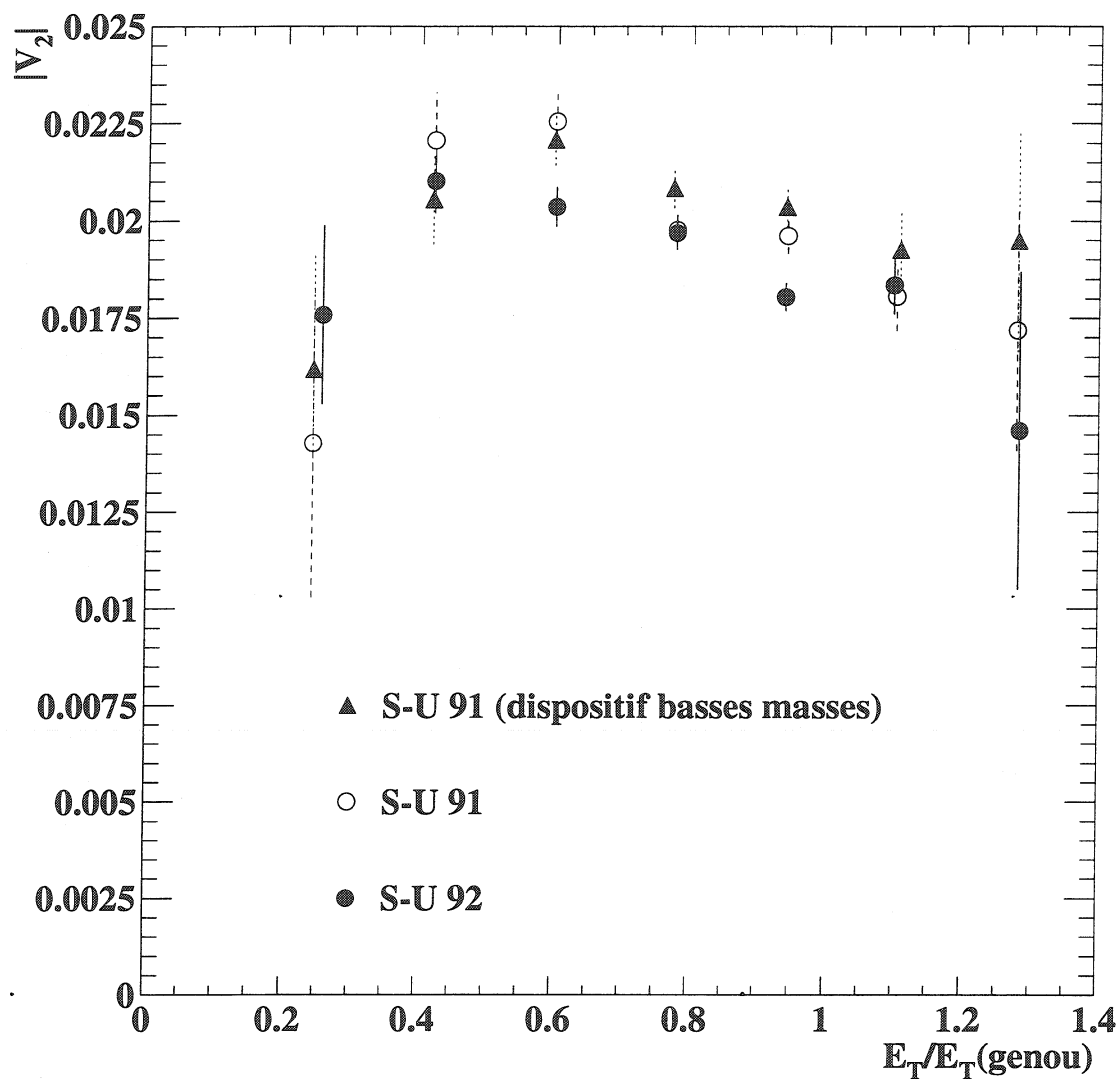


Figure 6.19 : Flot elliptique en énergie transverse $|V_2|$ pour les deux prises de données S-U 91 et la prise de données S-U 92.

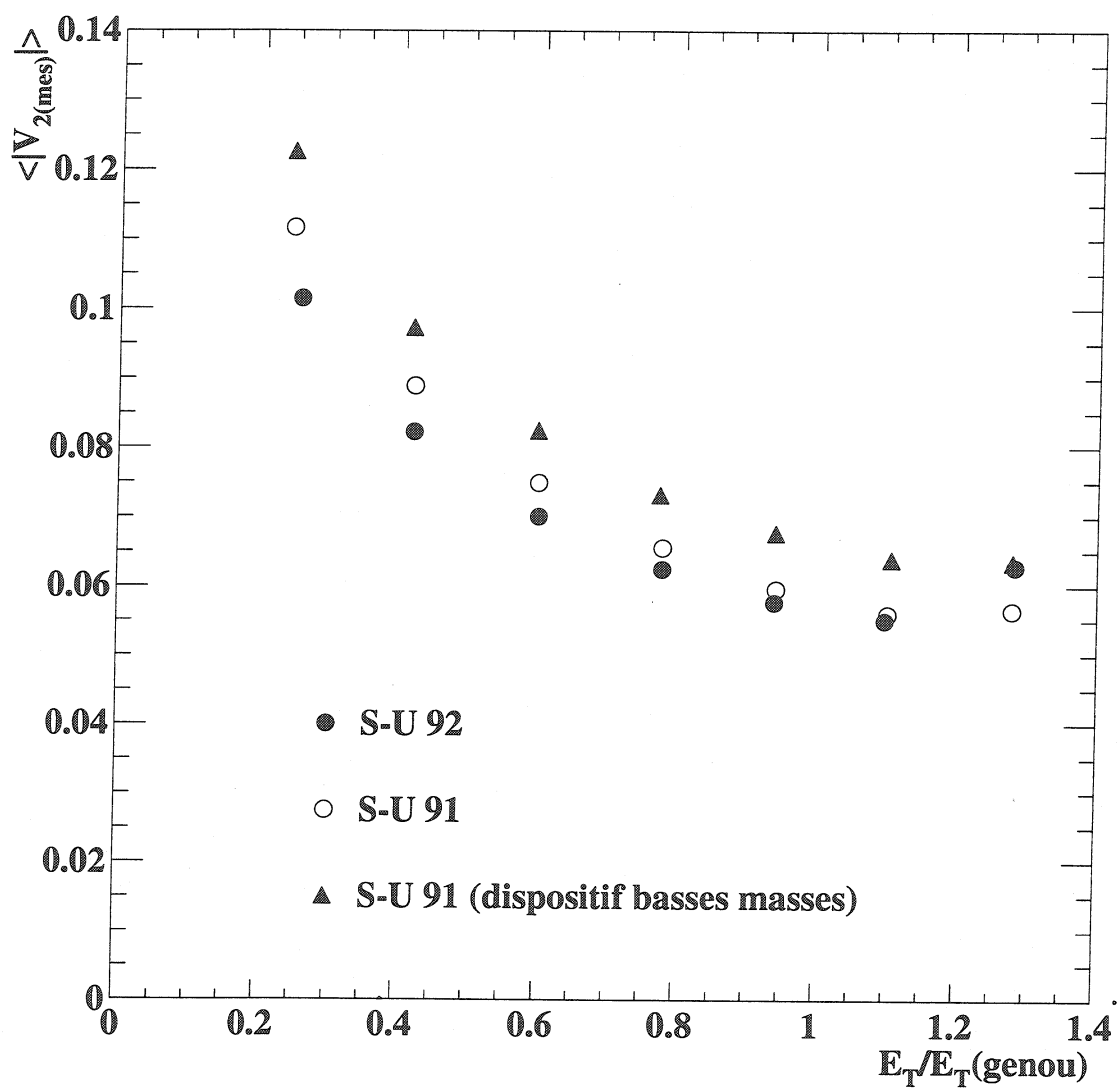


Figure 6.20 : Valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(mes)}| \rangle$ en fonction de la centralité pour les données S-U 91 et S-U 92.

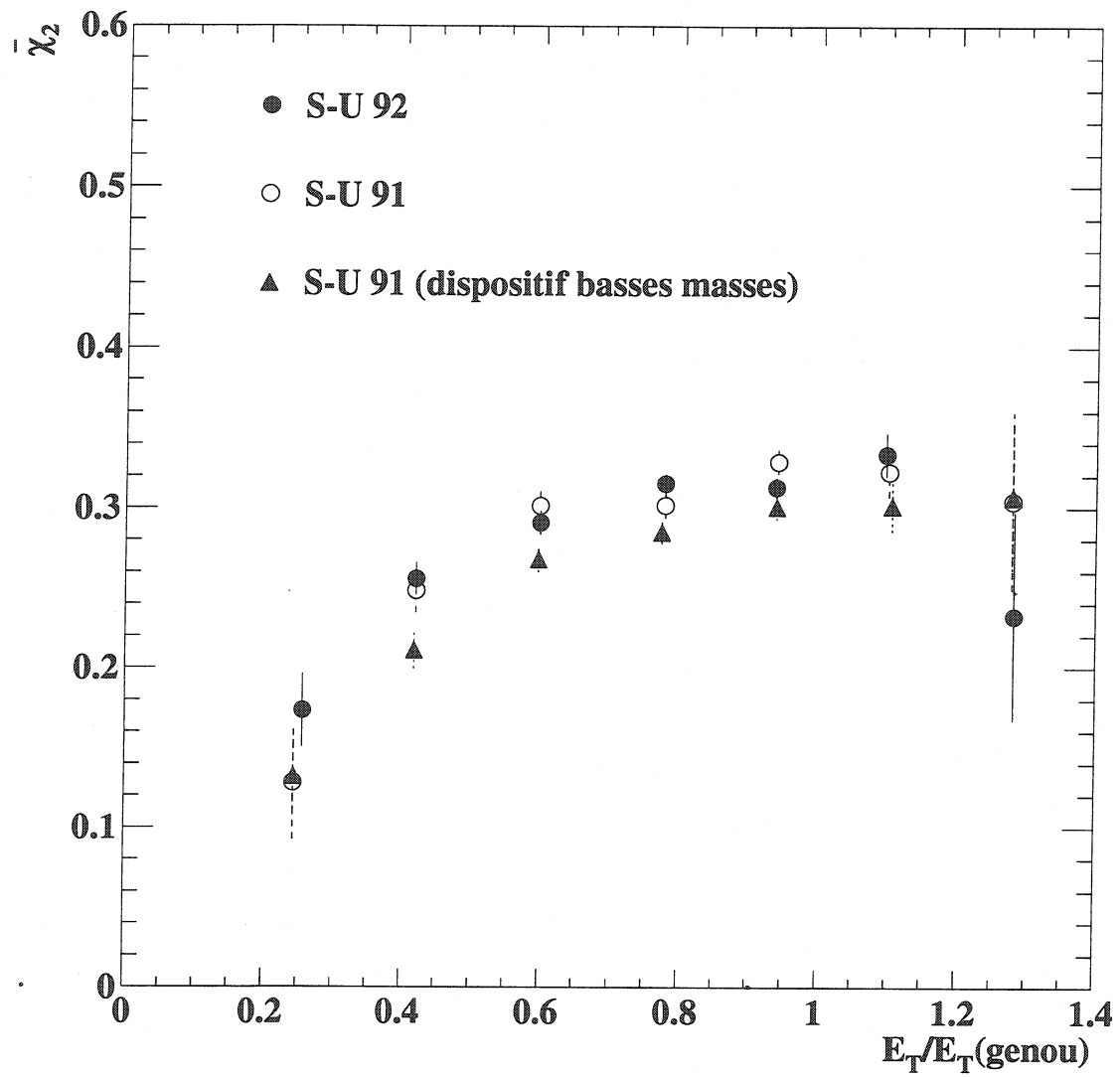


Figure 6.21 : Variable $\bar{\chi}_2$ en fonction de la centralité pour les données S-U 91 et S-U 92.

6.8 Flot elliptique et événements J/ψ

Étant donné la spécificité de l'expérience NA50 qui étudie la suppression du J/ψ , il peut être intéressant de rechercher d'éventuelles particularités du flot pour les événements dans lesquels un J/ψ est produit.

Pour des raisons de commodité, on appelle :

- « événements J/ψ » les interactions dans lesquelles un J/ψ est produit et a déclenché le système d'acquisition,
- « événements continuum et bruit de fond » les interactions dans lesquelles un dimuon relevant du continuum³ ou du bruit de fond⁴ est produit et a déclenché le système d'acquisition,
- « événements dans la bande de masse ΔM » les interactions dans lesquelles un dimuon dont la masse est comprise dans l'intervalle ΔM est produit et a déclenché le système d'acquisition.

6.8.1 Le flot elliptique en énergie transverse neutre des événements J/ψ

La plus grande partie des dimuons issus de la désintégration du J/ψ est située dans le spectre de masse des dimuons entre 2,7 et 3,5 GeV/c². Ils sont mélangés à d'autres dimuons provenant du continuum et du bruit de fond. L'étude du flot elliptique des événements J/ψ nécessite de soustraire la contribution des événements autres que J/ψ au flot elliptique de tous les événements dans la bande de masse $2,7 < M < 3,5$ GeV/c².

On considère deux domaines de masse :

- ΔM^{BM} relatif au continuum et bruit de fond aux basses masses ($M < 2,7$ GeV/c²),
- $\Delta M^{J/\psi}$ ($2,7 < M < 3,5$ GeV/c²) dans lequel la résonance J/ψ est dominante.

³ Le processus Drell-Yan et la production d'une paire de particules charmées se désintégrant de manière semi-leptonique constituent le fond physique (ou continuum) dans le spectre de masse invariante du dimuon.

⁴ Le bruit de fond provient de l'association fortuite de muons de signes opposés issus des désintégrations des mésons chargés π^+ , π^- , K^+ et K^- .

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'étude du flot elliptique des événements dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$ est réalisée suivant le même principe que pour l'ensemble des événements (§ 6.3.2). On suppose que les événements continuum et bruit de fond dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$ suivent la loi du flot elliptique des événements dans la bande de masse ΔM^{BM} . En conséquence, le flot elliptique des événements dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$ s'écrit, pour chaque tranche en énergie transverse :

$$\left| V_2^{\Delta M^{J/\psi}}(\Delta E_T) \right| = \frac{N_{J/\psi}^{\Delta M^{J/\psi}} \left| V_2^{J/\psi}(\Delta E_T) \right| + N_c^{\Delta M^{J/\psi}} \left| V_2^{\Delta M^{BM}}(\Delta E_T) \right|}{N_{J/\psi}^{\Delta M^{J/\psi}} + N_c^{\Delta M^{J/\psi}}}$$

où : $\left| V_2^{\Delta M^{J/\psi}}(\Delta E_T) \right|$ est le flot elliptique des événements dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$ pour la tranche ΔE_T ,

$\left| V_2^{J/\psi}(\Delta E_T) \right|$ est le flot elliptique recherché des événements J/ψ dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$ pour la tranche ΔE_T ,

$\left| V_2^{\Delta M^{BM}}(\Delta E_T) \right|$ est le flot elliptique des événements dans la bande de masse ΔM^{BM} pour la tranche ΔE_T ,

$N_c^{\Delta M^{J/\psi}}$ est le nombre d'événements continuum et bruit de fond dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$ pour toutes les énergies transverses,

$N_{J/\psi}^{\Delta M^{J/\psi}}$ est le nombre d'événements J/ψ dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$ pour toutes les énergies transverses.

$N_{J/\psi}^{\Delta M^{J/\psi}}$ est déterminé à partir d'un ajustement du spectre en masse obtenu pour toutes les énergies transverses (figure 6.22). On en déduit $N_c^{\Delta M^{J/\psi}}$ par soustraction de $N_{J/\psi}^{\Delta M^{J/\psi}}$ au nombre total d'événements contenus dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$. On trouve :

$$N_{J/\psi}^{\Delta M^{J/\psi}} = 211028$$

$$N_c^{\Delta M^{J/\psi}} = 42481$$

Les flots elliptiques des événements dans les bandes de masse ΔM^{BM} et $\Delta M^{J/\psi}$ et le flot elliptique des événements J/ψ sont présentés en fonction de la centralité sur la figure 6.23. Pour vérifier la stabilité de ces résultats, la même étude est effectuée dans la bande de masse du J/ψ : $2,9 < M < 3,5 \text{ GeV}/c^2$. Les deux distributions du flot elliptique des événements J/ψ obtenus à partir des bandes de masse $2,7 < M < 3,5 \text{ GeV}/c^2$ et $2,9 < M < 3,5 \text{ GeV}/c^2$ sont parfaitement compatibles entre elles (figure 6.24).

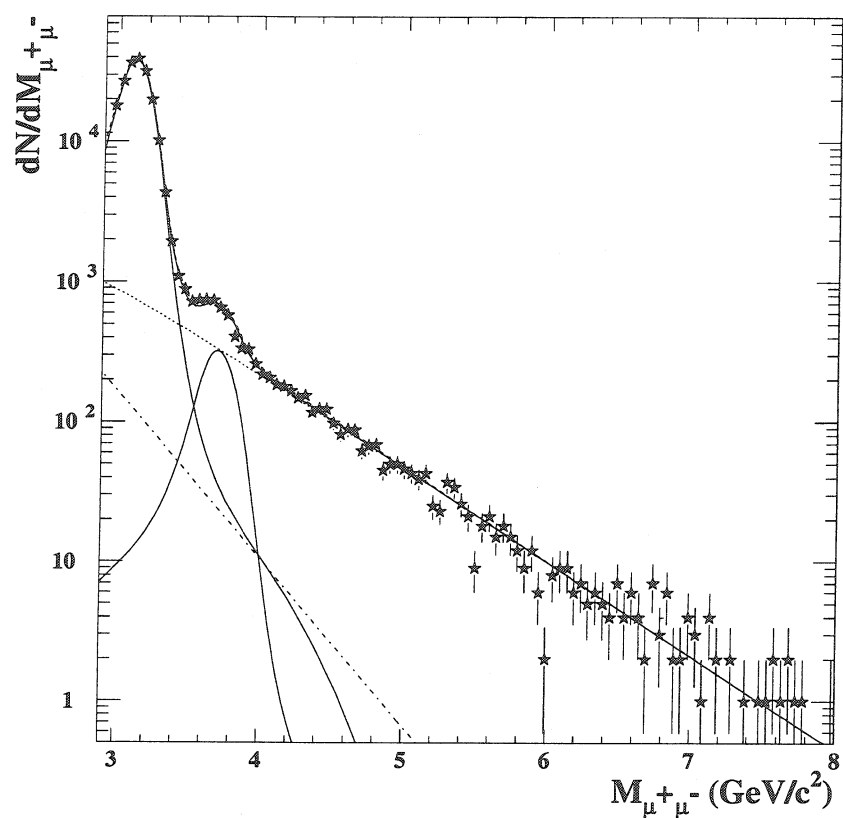


Figure 6.22 : *Spectre de masse (bruit de fond soustrait) après un ajustement effectué à partir de $M_{\mu^+\mu^-} \geq 3,05 \text{ GeV} / c^2$.*

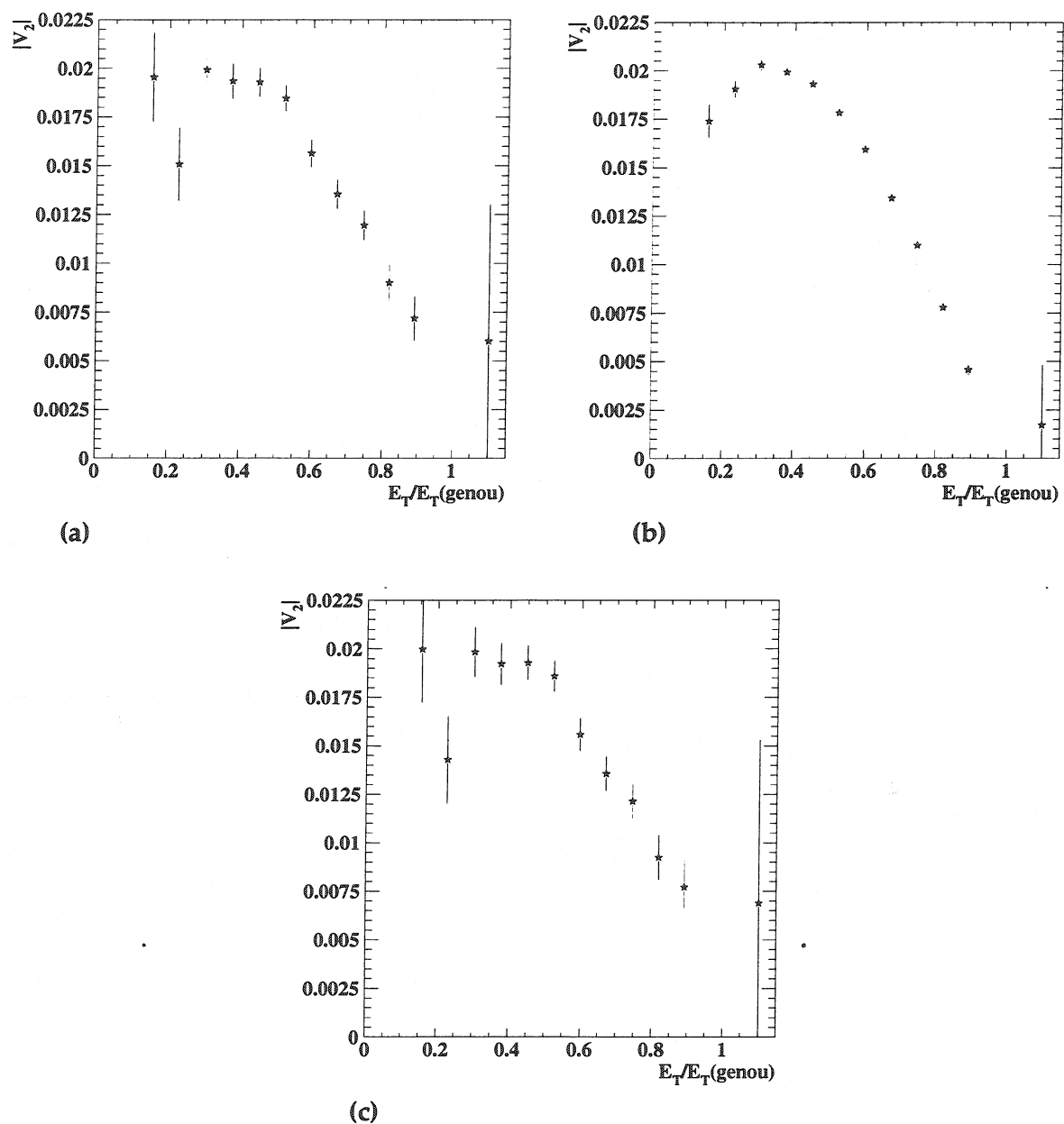


Figure 6.23 : Flots elliptiques en fonction de la centralité

(a) : de tous les événements dans la bande de masse $2,7 < M < 3,5 \text{ GeV}/c^2$

(b) : de tous les événements de masse inférieure à $2,7 \text{ GeV}/c^2$

(c) : des événements J/ψ dans la bande de masse $2,7 < M < 3,5 \text{ GeV}/c^2$

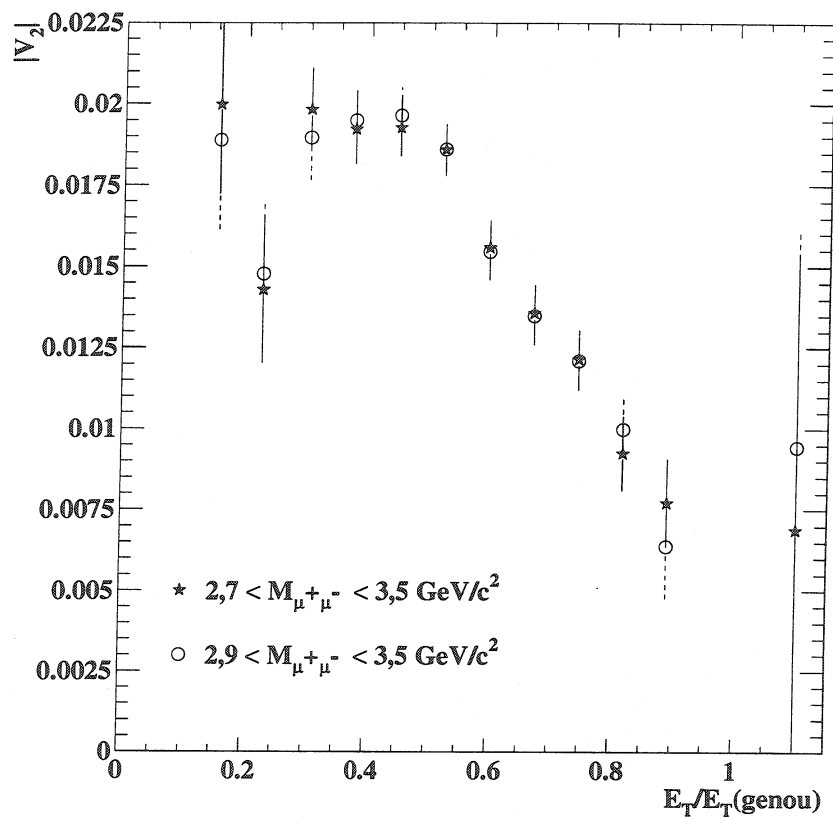


Figure 6.24 : Superposition des flots elliptiques des événements J/ψ dans les bandes de masse $2,7 < M < 3,5 \text{ GeV}/c^2$ et $2,9 < M < 3,5 \text{ GeV}/c^2$ en fonction de la centralité.

6.8.2 Distribution de l'angle d'émission du J/ψ par rapport au plan de réaction

L'acceptance en ϕ du spectromètre dimuon n'est pas uniforme en raison de la présence de fer dans l'aimant d'analyse. Ceci est illustré par la figure 6.25d qui représente les distributions azimutales de paires de muons de mêmes signes acceptés par l'appareillage. Pour ces événements, les deux muons sont décorrélés et la distribution azimutale du dimuon correspondante est uniforme. La figure 6.25d fait apparaître trois minima séparés de $\pi/3$ les uns des autres, pour lesquels l'un ou les deux muons ont rencontré un secteur de fer. Ce phénomène affecte la distribution de l'angle $\phi_{\mu\mu}$ du J/ψ par rapport à l'angle ϕ_2 du plan de réaction de l'événement (équation 6.9). Pour s'en affranchir, on normalise les distributions $|\phi_2 - \phi_{\mu\mu}|$ du J/ψ à celles des dimuons de même signe.

De même que dans le calcul du flot elliptique des événements J/ψ (§ 6.8.1), l'étude de la distribution angulaire des événements J/ψ fait intervenir deux domaines de masse : ΔM^{BM} ($M < 2,7 \text{ GeV}/c^2$) et $\Delta M^{J/\psi}$ ($2,7 < M < 3,5 \text{ GeV}/c^2$).

L'étude de la distribution angulaire du J/ψ nécessite de soustraire la contribution des dimuons autres que J/ψ à la distribution angulaire des dimuons dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$:

$$\frac{dN^{J/\psi}}{d\phi_{\mu\mu}} = \frac{dN^{\Delta M^{J/\psi}}}{d\phi_{\mu\mu}} - \frac{N_c^{\Delta M^{J/\psi}}}{N_c^{\Delta M^{BM}}} \frac{dN^{\Delta M^{BM}}}{d\phi_{\mu\mu}}$$

où : $dN^{J/\psi} / d\phi_{\mu\mu}$ est la distribution angulaire du J/ψ dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$,
 $dN^{\Delta M^{J/\psi}} / d\phi_{\mu\mu}$ est la distribution angulaire des dimuons dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$,
 $dN^{\Delta M^{BM}} / d\phi_{\mu\mu}$ est la distribution angulaire des dimuons dans la bande de masse ΔM^{BM} ,
 $N_c^{\Delta M^{J/\psi}}$ est le nombre d'événements continuum et bruit de fond dans la bande de masse $\Delta M^{J/\psi}$,
 $N_c^{\Delta M^{BM}}$ est le nombre d'événements dans la bande de masse ΔM^{BM}

On trouve :

$$N_c^{\Delta M^{BM}} = 8376971$$

$$N_c^{\Delta M^{J/\psi}} = 42481 \text{ (§ 6.8.1)}$$

On procède de même pour déterminer la distribution angulaire de ϕ_2 et de $|\phi_2 - \phi_{\mu\mu}|$ des événements J/ψ .

6. ANALYSE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les figures 6.25a et 6.25c représentent respectivement les distributions de l'angle φ_2 du plan de réaction des événements J/ψ et des événements déclenchés par des paires de muons de même signe. Les figures 6.25b et 6.25d représentent les distributions angulaires des dimuons correspondant. Les angles sont mesurés dans le repère NA10 et rapportés à l'intervalle $[-\pi/2 ; \pi/2]$.

Les figures 6.26a et 6.26b représentent les distributions des angles d'émission des J/ψ et des paires de muons de même signe par rapport au plan de réaction de l'événement. Le rapport de ces deux distributions permet de corriger l'effet des secteurs de fer sur les distributions du J/ψ . On constate (figure 6.27) qu'il n'y a pas de corrélation entre l'angle d'émission du J/ψ et le plan de réaction.

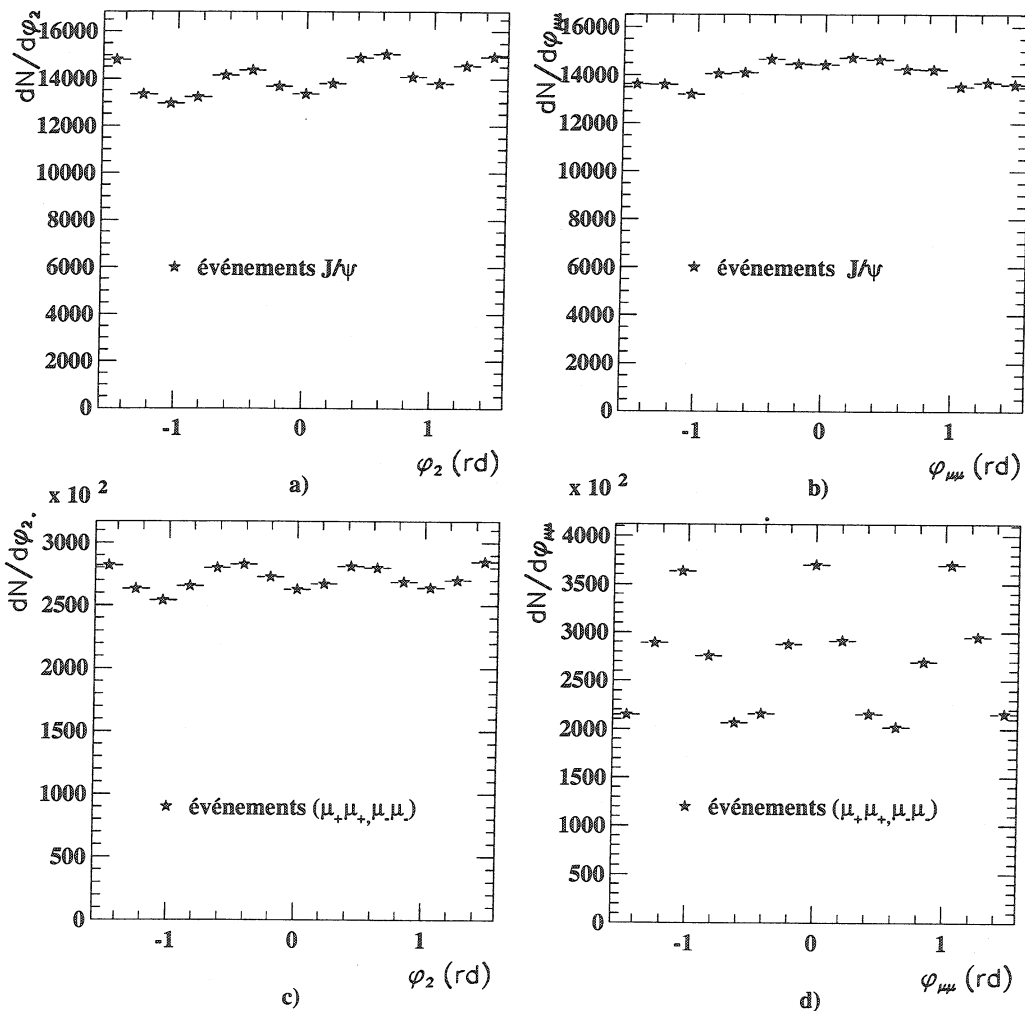


Figure 6.25 : Distributions angulaires de φ_2 et $\varphi_{\mu\mu}$ pour les données Pb-Pb 96 :

(a) : distribution angulaire de φ_2 des événements J/ψ

(b) : distribution angulaire de $\varphi_{\mu\mu}$ des événements J/ψ

(c) : distribution angulaire de φ_2 des événements déclenchés par des paires de muons de même signe

(d) : distribution angulaire de $\varphi_{\mu\mu}$ des événements déclenchés par des paires de muons de même signe

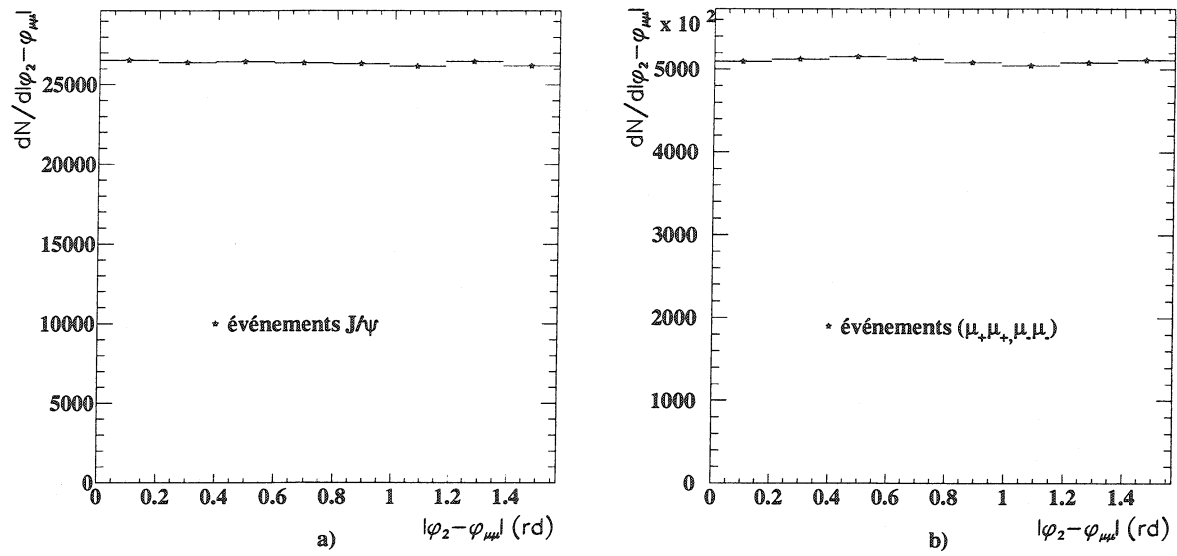


Figure 6.26 : Distribution de l'angle d'émission du dimuon par rapport au plan de réaction pour les données Pb-Pb 96.

(a) : pour les événements J/ψ

(b) : pour les événements déclenchés par des paires de muons de même signe

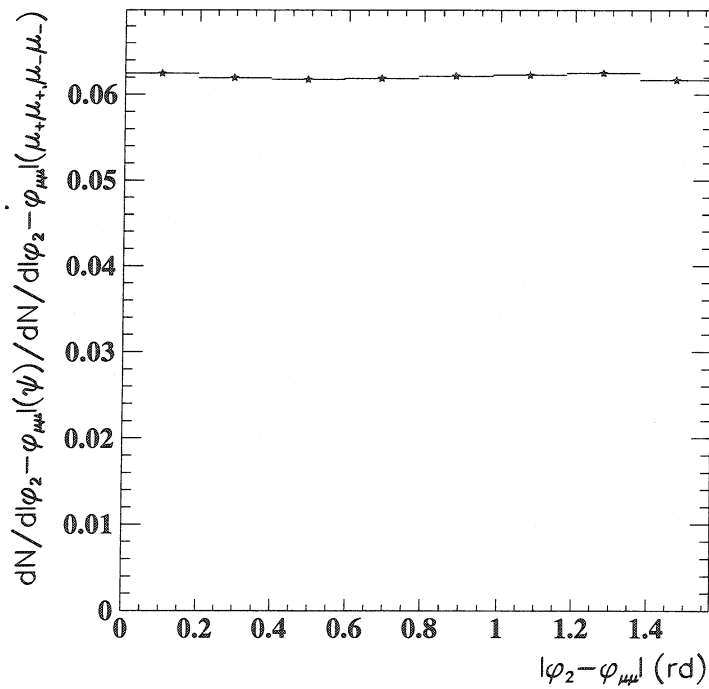


Figure 6.27 : Rapport de la distribution de $|\varphi_2 - \varphi_{\mu\mu}|$ des événements J/ψ sur la distribution de $|\varphi_2 - \varphi_{\mu\mu}|$ pour les événements déclenchés par des paires de muons de même signe pour les données Pb-Pb 96.

Chapitre 7

7. Discussion des résultats

7. DISCUSSION DES RÉSULTATS

7.1 Introduction

Les phénomènes de flot ont été observés dans des collisions avec un faisceau de plomb à 158A GeV/c par les expériences WA98 [Awes98], CERES/NA45 [Ceretto98], NA49 [Appelsh98] et EMU11 [Jain97]. Ces quatre expériences ont mesuré un flot dirigé et deux d'entre elles (CERES/NA45 et NA49) un flot elliptique. WA98 et NA49 mesurent des flots de hadrons chargés, CERES/NA45 des flots de diélectrons et de hadrons chargés et EMU11 des flots de protons et de fragments chargés à partir d'émulsions.

À la différence de ces expériences qui mesurent un flot de particules chargées, les expériences NA38/NA50 mesurent un flot en énergie transverse neutre. L'étude est réalisée en fonction de la centralité de la collision, sur une fenêtre en rapidité.

7.2 Mesure du flot au SPS

7.2.1 Flots elliptiques mesurés par l'expérience NA49

L'expérience NA49 détermine le plan de réaction à partir du flot dirigé de protons à grande rapidité. L'analyse repose sur une statistique de 50000 événements. La mesure de la distribution azimutale des particules émises par rapport à ce plan permet de mesurer le flot elliptique ($\langle \cos 2(\varphi - \varphi_R) \rangle$) et de déterminer si il est dans le plan ($\langle \cos 2(\varphi - \varphi_R) \rangle$ positif) ou hors du plan ($\langle \cos 2(\varphi - \varphi_R) \rangle$ négatif) (§ 2.3).

Le flot est mesuré en fonction de la rapidité pour des réactions semi-centrales (45% à 60% de l'énergie du faisceau dans le calorimètre à zéro degré de l'expérience). Dans ce domaine de centralité, l'amplitude du flot est maximale. L'expérience NA49 mesure des flots elliptiques de protons et de pions chargés dans le plan de réaction ($\langle \cos 2(\varphi - \varphi_R) \rangle$ positif) (figure 7.1).

À partir des points expérimentaux de la figure 7.1b, il est possible de donner une valeur moyenne approchée de 1,8% pour le flot elliptique des pions chargés dans le domaine de rapidité [1,1 ; 2,3] correspondant aux mesures de l'expérience NA50.

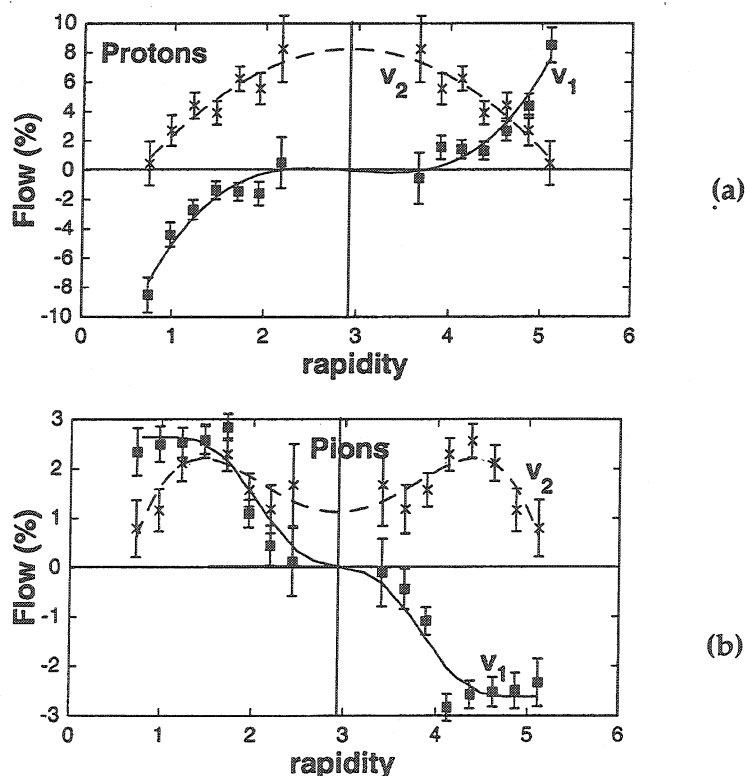


Figure 7.1 : Dépendance en rapidité du flot dirigé (v_1) et du flot elliptique (v_2) des protons ($0,6 < p_t < 2,0$ GeV/c) et des pions chargés ($0,05 < p_t < 0,35$ GeV/c) pour les collisions Pb-Pb (NA49) [Appelsh98]. Les mesures ont été effectuées à grande rapidité. Les points situés en dessous de la rapidité centrale ($y = 2,92$) sont obtenus par symétrie. Les courbes servent à guider les yeux.

7.2.2 Le flot elliptique dans les expériences NA38/NA50

À la différence des autres expériences, les expériences NA38/NA50 déterminent le flot elliptique à partir d'un flux de particules. Tous les paramètres caractérisant le flot sont issus de la mesure des énergies transverses neutres déposées dans les six sextants du calorimètre électromagnétique. Ce détecteur ne permet pas de mesurer le plan de réaction (§ 6.1). Dans ces conditions, il est impossible de dire si le flot elliptique mesuré est dans le plan ou hors du plan. Cependant, cette méthode permet de faire une mesure directe du flot a priori plus précise, les incertitudes liées à la détermination du plan de réaction n'intervenant pas.

7.2.2.1 Expérience NA50 (Pb-Pb)

La figure 7.2 représente l'évolution du flot elliptique produit dans les collisions Pb-Pb en fonction de la centralité. Il s'agit de la valeur moyenne pondérée entre les deux flots correspondant aux données 95 et 96. Une erreur systématique peut être obtenue sur chaque point en tenant compte des incertitudes sur la valeur de la constante C_2 dans le cas des deux lots de données. Les valeurs obtenues du flot et des erreurs statistiques et systématiques sont données dans le tableau 7.1.

La fonction qui représente le flot elliptique passe par un maximum de $(2,04 \pm 0,02 \pm 0,12)\%$ pour une valeur de $E_T/E_T(\text{genou}) = 0,30$ (35 GeV). Cette valeur est compatible avec l'estimation faite sur les données expérimentales de l'expérience NA49 pour des pions chargés.

Si comme le montre l'expérience NA49, le flot elliptique est dans le plan de réaction, cette forme de fonction correspond au comportement attendu pour un milieu thermalisé [Ollitrau92].

7. DISCUSSION DES RÉSULTATS

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$ V_2 $ (%)
0,09	-
0,16	$1,82 \pm 0,07 \pm 0,08$
0,23	$1,90 \pm 0,04 \pm 0,19$
0,30	$2,04 \pm 0,02 \pm 0,12$
0,38	$2,01 \pm 0,02 \pm 0,10$
0,45	$1,94 \pm 0,01 \pm 0,12$
0,52	$1,79 \pm 0,01 \pm 0,10$
0,60	$1,61 \pm 0,01 \pm 0,11$
0,67	$1,34 \pm 0,01 \pm 0,09$
0,74	$1,10 \pm 0,01 \pm 0,10$
0,82	$0,79 \pm 0,01 \pm 0,15$
0,89	$0,46 \pm 0,02 \pm 0,11$
0,96	-
1,03	-
1,10	-

Tableau 7.1 : Flot elliptique en énergie transverse neutre $|V_2|$ produit dans les collisions Pb-Pb (moyenne pondérée des expériences de 95 et 96) pour chacune des tranches en E_T étudiées.

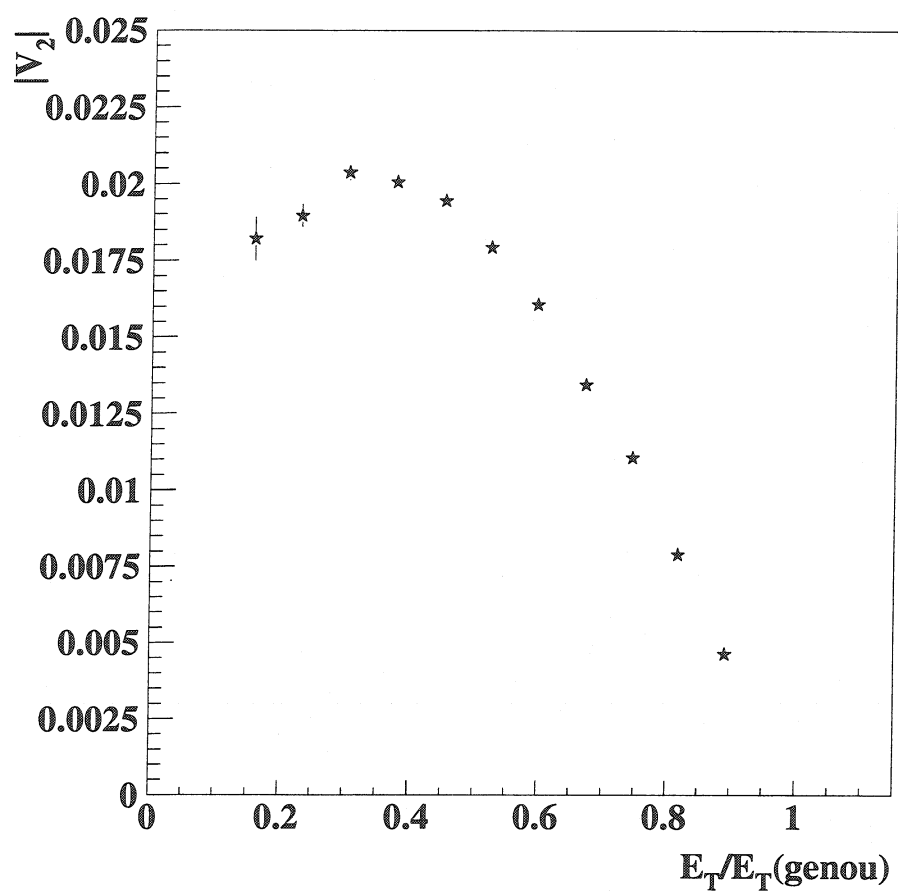


Figure 7.2 : Flot elliptique en énergie transverse neutre en fonction de la centralité pour le système Pb-Pb.

7.2.2.2 Les expériences NA38 (S-Cu, S-S et S-U)

Le flot elliptique calculé à partir des données S-S et S-Cu est compatible avec zéro (figure 7.3). Aucun flot elliptique en énergie transverse neutre ne peut donc être mis en évidence dans les interactions S-S et S-Cu.

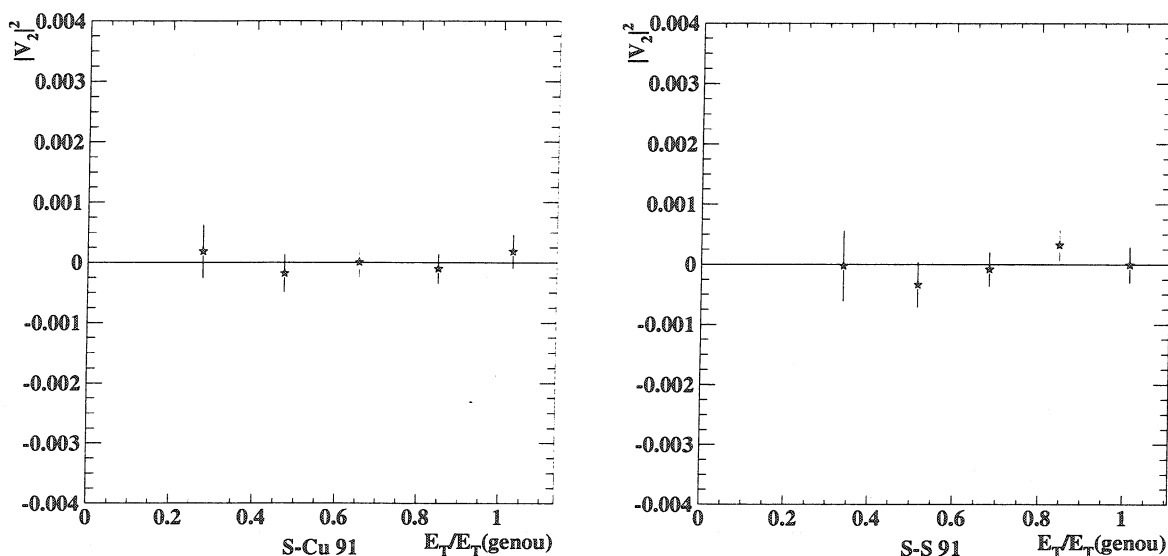


Figure 7.3 : Flot au carré $|V_2|^2$ en fonction de la centralité pour les données S-Cu et S-S.

La figure 7.4 montre l'évolution du flot elliptique produit dans les collisions S-U en fonction de la centralité. Il s'agit d'une valeur moyenne pondérée entre les prises de données 91 et 92 (§ 6.7.2). Une erreur systématique peut être obtenue sur chaque point en tenant compte des incertitudes sur la valeur de la constante C_2 déterminée à partir des systèmes S-S et S-Cu. Les valeurs obtenues du flot et des erreurs statistiques et systématiques sont données dans le tableau 7.2.

La fonction qui le représente passe par un maximum pour une valeur $E_T/E_T(\text{genou}) = 0,6$ (54 GeV). La valeur maximale trouvée pour le flot elliptique neutre est égale à $(2,15 \pm 0,04 \pm 0,23)\%$. À la différence du système Pb-Pb, ce flot ne s'annule pas pour les grandes valeurs d'énergie transverse. Cela peut tenir à la différence entre les numéros atomiques du soufre et de l'uranium. En effet, selon certains auteurs [Voloshin96], la dissymétrie du système engendre un flot d'ordre trois non nul. La méthode d'analyse qui consiste à prendre l'ordre trois comme référence statistique n'est peut être pas appropriée dans le cas du système S-U.

7. DISCUSSION DES RÉSULTATS

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$ V_2 $ (%)
0,25	$1,62 \pm 0,18 \pm 0,65$
0,42	$2,10 \pm 0,06 \pm 0,27$
0,60	$2,15 \pm 0,04 \pm 0,23$
0,78	$2,01 \pm 0,03 \pm 0,19$
0,94	$1,91 \pm 0,03 \pm 0,23$
1,10	$1,86 \pm 0,05 \pm 0,16$
1,28	$1,74 \pm 0,20 \pm 0,39$

Tableau 7.2 : Flot elliptique en énergie transverse neutre $|V_2|$ produit dans les collisions S-U (moyenne pondérée des expériences de 91 et 92) pour chacune des tranches en E_T étudiées.

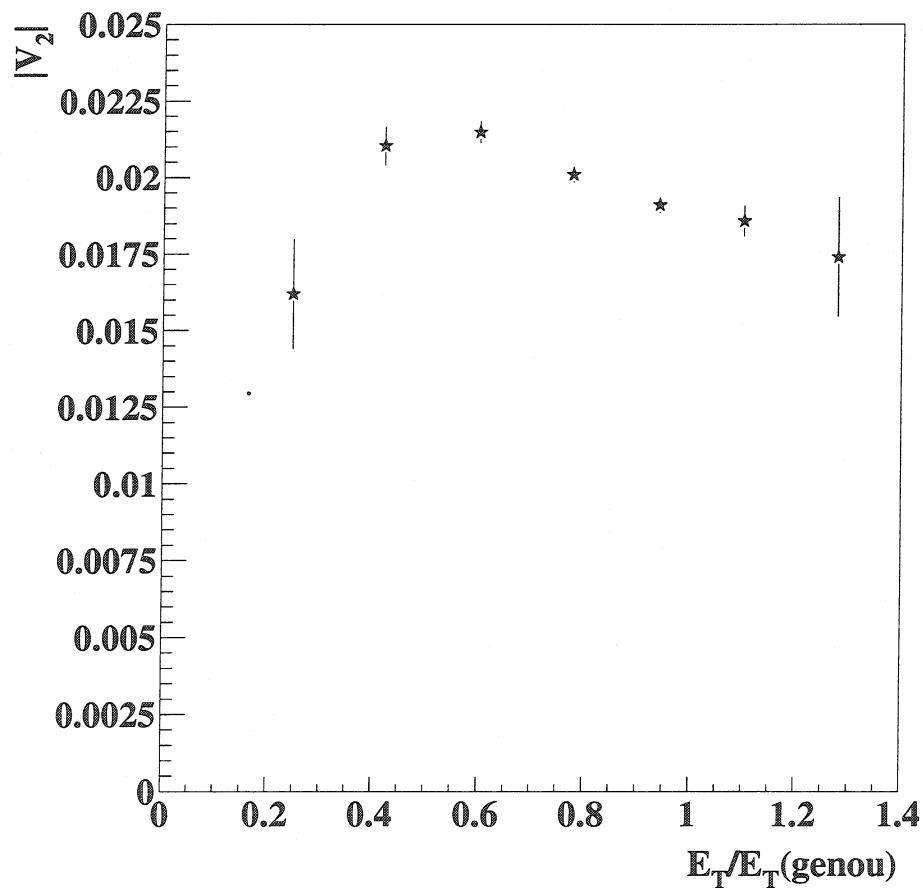


Figure 7.4 : Flot elliptique en énergie transverse neutre en fonction de la centralité pour le système S-U.

7.3 Le flot et le J/ψ dans les expériences Pb-Pb

7.3.1 Le flot des événements J/ψ

Des modèles simples ont été produits pour analyser la suppression du J/ψ en termes de formation du QGP [Blaizot96]. Dans ce type de modèles, on considère que les charmonia ne se forment plus dans un volume déterminé du milieu issu de l'interaction dès que la densité d'énergie y dépasse un certain seuil. On pourrait simplifier encore et imaginer qu'en première approximation les événements dans lesquels un J/ψ est produit (ou « événements J/ψ ») sont en majorité des événements dans lesquels aucun plasma ne se forme.

D'autre part, on pourrait émettre une autre hypothèse simplificatrice relative au flot : il pourrait être la signature d'une thermalisation qui ne se produirait que dans des événements où du plasma est présent.

On s'attend alors à une absence de flot elliptique pour les événements J/ψ .

Certes ces simplifications sont très grossières, mais ceci incite à rechercher un éventuel comportement particulier du flot elliptique des événements J/ψ , en comparaison avec celui des autres événements.

La figure 7.5 montre la distribution du flot correspondant aux événements J/ψ et aux événements dont la masse est inférieure à $2,7 \text{ GeV}/c^2$. Les deux courbes sont de formes voisines. Ceci semble montrer que les hypothèses énoncées précédemment sont trop rudimentaires.

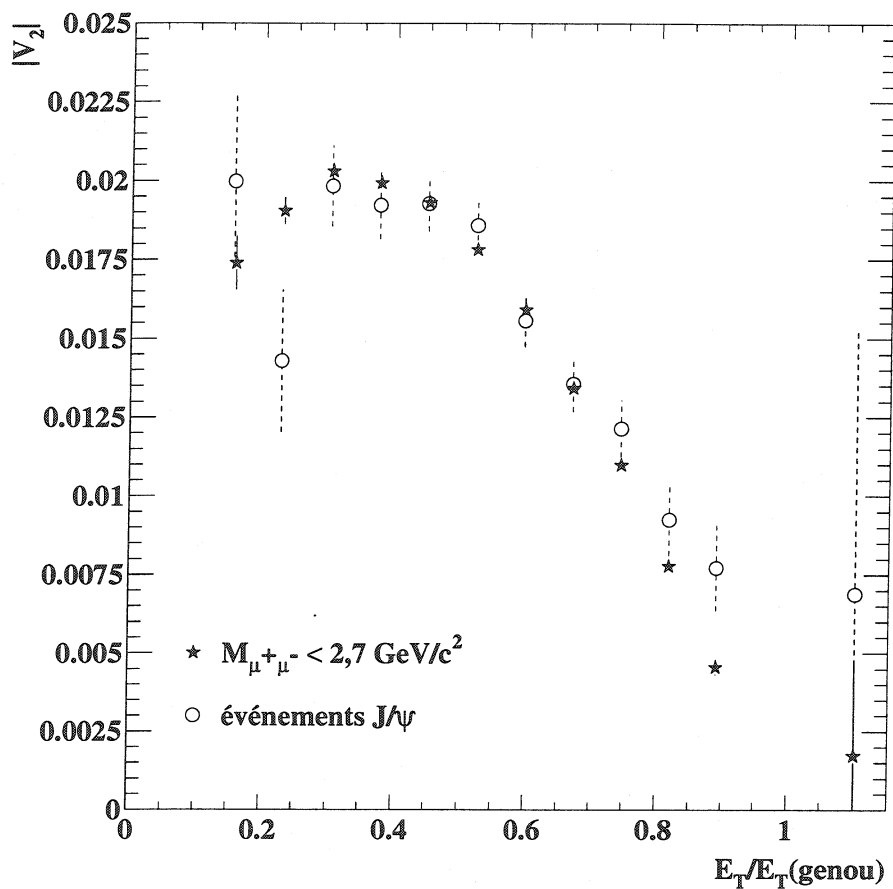


Figure 7.5 : Superposition du flot elliptique en fonction de la centralité des événements J/ψ et des autres événements.

7.3.2 Distribution de l'angle d'émission du J/ψ par rapport au plan de réaction

La différence de production relative de particules entre le plan de réaction et la direction perpendiculaire à ce plan est de $4|V_2|$. Dans le cas le plus favorable (collisions semi-centrales), ceci correspond à 8%. Malgré cet effet, la production du J/ψ ne montre pas de dépendance avec l'angle du plan de réaction, ce qui semble indiquer que le J/ψ interagit peu avec les particules produites (figure 7.6).

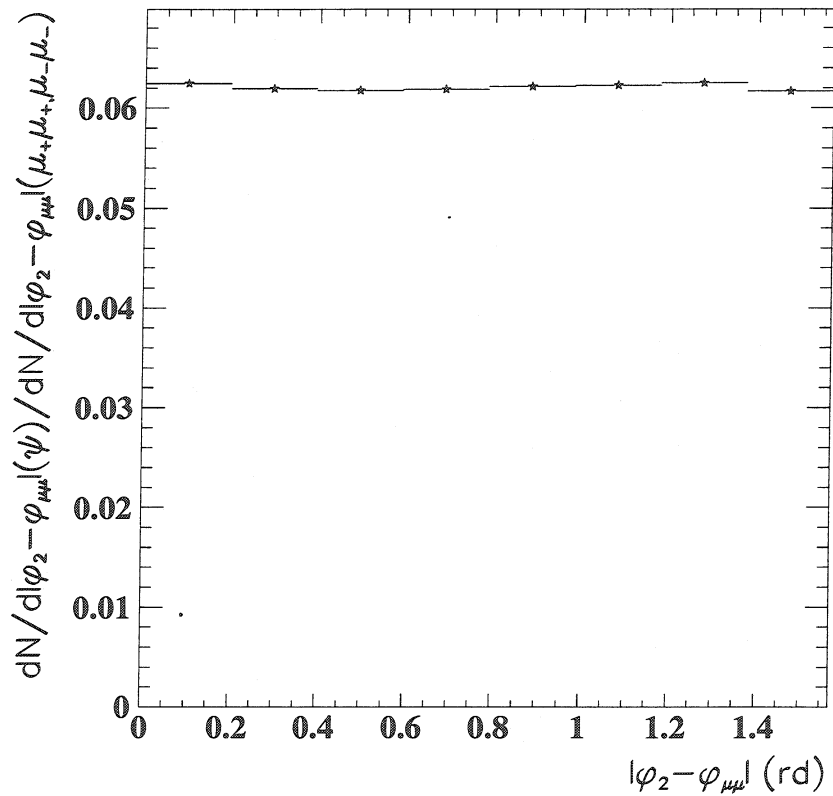


Figure 7.6 : Distribution de l'angle d'émission du J/ψ (après correction de l'effet des secteurs de fer de l'aimant (§ 6.8.2)) par rapport à l'angle du plan de réaction.

Conclusion

La formation dans le plan transverse d'un flot elliptique dans le plan de réaction ayant été proposée comme signature d'une thermalisation dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes, son étude présente un intérêt particulier. L'analyse développée dans cette thèse a permis l'étude du flot elliptique en énergie transverse neutre en fonction de la centralité dans les collisions S-S, S-Cu, S-U et Pb-Pb. Par contre, nous n'avons pas les moyens dans les expériences NA38 et NA50 de déterminer la nature « dans le plan » ou « hors du plan » du flot elliptique.

Un flot elliptique en énergie transverse neutre a été observé et mesuré dans les collisions Pb-Pb. Son amplitude passe par un maximum de 2,0% pour les collisions semi-centrales correspondant à une énergie transverse d'environ 35 GeV et s'annule pour les collisions centrales. La relation entre le flot et la multiplicité estimée à partir de l'énergie transverse correspond au comportement attendu pour un milieu thermalisé. De plus, d'autres expériences confirment sa présence dans le plan de réaction.

La même analyse appliquée aux données S-S et S-Cu a mis en évidence l'absence d'un flot elliptique pour ces systèmes.

Les données des collisions S-U présentent quant à elles une particularité. La valeur du flot elliptique obtenu passe par un maximum de 2,1% pour les collisions semi-centrales correspondant à une énergie transverse d'environ 54 GeV mais ne s'annule pas pour les collisions centrales ($\approx 1,7\%$). Ce comportement ne peut pas être attribué à un problème d'appareillage car il se retrouve sur trois jeux de données différents, deux obtenus avec un calorimètre amputé de sa partie centrale, le troisième avec un calorimètre complet dont seuls les deux couronnes externes ont été exploitées. On remarque que, contrairement aux autres systèmes étudiés, les noyaux projectile et cible ont une différence de masse très importante et que le noyau d'uranium n'est pas sphérique. Actuellement, il est difficile d'expliquer le comportement observé pour le flot dans ces réactions. De plus, la méthode utilisée pour calculer le flot repose sur certaines hypothèses simples qui ne sont peut être plus valables dans le cas d'un système trop dissymétrique tel que le système S-U.

Il serait intéressant de disposer de données provenant d'un système dans lequel les masses des noyaux seraient très différentes et dans lequel aucun d'eux ne serait déformé. Cela permettrait de préciser l'importance de la forme géométrique des noyaux sur les

distributions du flot. Les faisceaux de plomb étant les seuls disponibles actuellement au SPS du CERN, l'étude de collisions de type Pb-S pourrait être envisagée.

L'analyse qui a été décrite dans cette thèse est la première concernant l'étude du flot dans les expériences NA38 et NA50. Elle apporte une information supplémentaire à celles obtenues jusqu'à présent dans l'étude de la suppression du J/ψ . La thermalisation constatée dans les collisions Pb-Pb est compatible avec l'hypothèse de la création d'un milieu déconfiné. Il faut toutefois garder à l'esprit que, si un milieu déconfiné présente toujours les caractéristiques d'une thermalisation, cette dernière n'est en revanche pas obligatoirement un signal du déconfinement.

Le flot elliptique des événements dans lesquels un J/ψ est produit ne fait pas apparaître un comportement différent de celui associé aux autres événements.

La production du J/ψ ne montre pas de dépendance avec l'angle du plan de réaction qui contient, dans le cas le plus favorable, un excès de particules de 8% par rapport à la direction qui lui est perpendiculaire. Ceci semble indiquer que le J/ψ interagit peu avec les particules produites.

Annexe A

A. Interprétation géométrique des termes du développement de la distribution $dE_T/d\varphi$ en série de Fourier

A.1 Équations en coordonnées polaires d'un cercle et d'une ellipse

• Équation d'un cercle

On considère un cercle de rayon R de centre $(\rho \cos \varphi_1, \rho \sin \varphi_1)$:

$$\begin{cases} x = R \cos \varphi + \rho \cos \varphi_1 \\ y = R \sin \varphi + \rho \sin \varphi_1 \end{cases}$$

En coordonnées polaires, on obtient :

$$\begin{aligned} r^2 &= x^2 + y^2 \\ r^2 &= (R^2 + \rho^2) \left[1 + \frac{2R\rho}{R^2 + \rho^2} \cos \varphi_1 \cos \varphi + \frac{2R\rho}{R^2 + \rho^2} \sin \varphi_1 \sin \varphi \right] \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

• Équation d'une ellipse

On considère une ellipse centrée, de grand axe a , de petit axe b et d'angle φ_2 avec l'axe Ox :

$$\begin{cases} x = a \cos(\varphi - \varphi_2) \\ y = b \sin(\varphi - \varphi_2) \end{cases}$$

En coordonnées polaires, on obtient :

$$\begin{aligned} r^2 &= x^2 + y^2 \\ r^2 &= \frac{a^2 + b^2}{2} \left[1 + \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \cos(2\varphi_2) \cos(2\varphi) + \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \sin(2\varphi_2) \sin(2\varphi) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

A.2 Distribution azimutale de l'énergie transverse

La distribution azimutale de l'énergie transverse a pour expression (§ 6.2.1) :

$$\frac{dE_T}{d\varphi} = a_0 [1 + \alpha_1 \cos \varphi + \alpha_2 \cos(2\varphi) + \beta_1 \sin \varphi + \beta_2 \sin(2\varphi) + \dots] \quad (\text{A.3})$$

$$= a_0 \left[1 + \sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2} \cos(\varphi - \varphi_1) + \sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2} \cos(2(\varphi - \varphi_2)) + \dots \right] \quad (\text{A.4})$$

ou encore, en fonction du flot dirigé V_1 , du flot elliptique V_2 et de l'angle du plan de réaction φ_R :

$$\frac{dE_T}{d\varphi} = a_0 [1 + 2V_1 \cos(\varphi - \varphi_R) + 2V_2 \cos(2(\varphi - \varphi_R))] \quad (\text{A.5})$$

Une comparaison entre l'expression de la distribution azimutale de l'énergie transverse (A.3) et les équations d'un cercle (A.1) et d'une ellipse (A.2) montre que :

- **l'ordre un** caractérise une distribution isotrope centrée en (ρ, φ_1) . Les coefficients de Fourier α_1, β_1 et l'angle φ_1 sont reliés par :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{2R\rho}{R^2 + \rho^2} \cos \varphi_1 \\ \beta_1 &= \frac{2R\rho}{R^2 + \rho^2} \sin \varphi_1 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

φ_1 est un angle orienté. Il est défini à 2π près. L'angle du plan de réaction peut être calculé à partir de φ_1 :

$$\text{tg } \varphi_{R(\text{mes})} = \text{tg } \varphi_1 = \frac{\beta_1}{\alpha_1}$$

- **l'ordre deux** caractérise une **distribution elliptique centrée**, de grand axe a , de petit axe b et d'angle φ_2 avec l'axe Ox. Les coefficients de Fourier α_2, β_2 et l'angle φ_2 sont reliés par :

$$\begin{aligned} \alpha_2 &= \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \cos(2\varphi_2) \\ \beta_2 &= \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \sin(2\varphi_2) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

φ_2 n'est pas un angle orienté. Il est défini à π près. L'angle du plan de réaction peut aussi être calculé à partir de φ_2 :

$$\text{tg } 2\varphi_{R(\text{mes})} = \text{tg } 2\varphi_2 = \frac{\beta_2}{\alpha_2}$$

Annexe B

B. Homogénéisation des valeurs moyennes des sextants du calorimètre électromagnétique

B.1 Hypothèses

On appelle :

- A ($a_0, a_1, a_2, b_1, b_2, b_3$) le vecteur des six coefficients de Fourier après correction
- A_m ($a_{0m}, a_{1m}, a_{2m}, b_{1m}, b_{2m}, b_{3m}$) le vecteur des six coefficients de Fourier mesurés
- E_T ($E_{T1}, E_{T2}, E_{T3}, E_{T4}, E_{T5}, E_{T6}$) le vecteur des six valeurs de l'énergie transverse dans chacun des sextants après correction
- E_{Tm} ($E_{T1m}, E_{T2m}, E_{T3m}, E_{T4m}, E_{T5m}, E_{T6m}$) le vecteur des six valeurs mesurées de l'énergie transverse dans chacun des sextants
- M la matrice de l'application linéaire donnant A à partir de E_T et A_m à partir de E_{Tm} :

$$A = M E_T$$

$$A_m = M E_{Tm}$$

Plusieurs hypothèses sont émises pour effectuer l'homogénéisation des valeurs moyennes des sextants du calorimètre électromagnétique :

- (H1) : l'application $E_{Tm} \rightarrow E_T$ est linéaire : $E_{Tm} = D E_T$
- (H2) : la matrice D est diagonale : $D_{ij} = d_i \delta_{ij}$

Cela signifie que la correction à apporter sur un sextant déterminé ne dépend pas de l'énergie reçue par les autres.

- (H3) : la valeur moyenne de l'énergie transverse totale mesurée n'est pas modifiée par la correction ($a_0 = E_T/2\pi$) : $\langle a_0 \rangle = \langle a_{0m} \rangle$
- (H4) : les valeurs moyennes après correction des coefficients d'ordre non nul sont nulles :

$$\langle a_1 \rangle = 0$$

$$\langle a_2 \rangle = 0$$

$$\langle b_1 \rangle = 0$$

$$\langle b_2 \rangle = 0$$

$$\langle b_3 \rangle = 0$$

B.2 Calcul de la correction à apporter

On cherche à obtenir le vecteur A des coefficients de Fourier à partir du vecteur E_{Tm} des énergies transverses mesurées par sextants :

$$A = M. E_T = M.D^{-1}.E_{Tm} \quad (B.1)$$

On peut écrire :

$$A_m = M.E_{Tm} = M.D.E_T = M.D.M^{-1}.A = T.A \quad \text{avec } T = M.D.M^{-1}$$

soit :

$$M^{-1}.T = D.M^{-1} \quad (B.2)$$

On pose, avec la notation de matrice de matrices,

$$T = \begin{bmatrix} s & \Gamma \\ V & N \end{bmatrix} \quad \text{où} \quad \begin{cases} s : \text{scalaire} \\ V : \text{vecteur à 5 dimensions} \\ \Gamma : \text{covecteur à 5 dimensions} \\ N : \text{matrice } 5 \times 5 \end{cases}$$

On a :

$$\langle A \rangle = \begin{bmatrix} \langle a_0 \rangle \\ \langle a_1 \rangle \\ \langle a_2 \rangle \\ \langle b_1 \rangle \\ \langle b_2 \rangle \\ \langle b_3 \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle a_0 \rangle \\ \langle \tilde{A} \rangle \end{bmatrix} \quad \text{où } a_0 \text{ est un scalaire et } \tilde{A} \text{ un vecteur à 5 dimensions.}$$

$$\langle A_m \rangle = \begin{bmatrix} \langle a_{0m} \rangle \\ \langle \tilde{A}_m \rangle \end{bmatrix} = T \langle A \rangle = \begin{bmatrix} s & \Gamma \\ V & N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \langle a_0 \rangle \\ \langle \tilde{A} \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s \langle a_0 \rangle + \Gamma \langle \tilde{A} \rangle \\ \langle a_0 \rangle.V + N \langle \tilde{A} \rangle \end{bmatrix}$$

On en déduit, à partir des hypothèses H3 et H4 :

$$\begin{aligned} \bullet \quad \langle a_0 \rangle &= \langle a_{0m} \rangle & \Rightarrow & \quad s = 1 \\ \bullet \quad \langle \tilde{A} \rangle &= \tilde{0} & \Rightarrow & \quad V = \frac{\langle \tilde{A}_m \rangle}{\langle a_{0m} \rangle} \end{aligned} \quad (B.3)$$

ANNEXE B. HOMOGENÉISATION DES VALEURS MOYENNES DES SEXTANTS DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

• matrice M

Cette matrice est déterminée à partir de l'expression des coefficients de Fourier a_0 , a_i et b_i ($A = M.E_T$) :

$$a_0 = \frac{E_T}{2\pi}$$

$$a_i = \frac{i}{6 \sin\left(i \frac{\pi}{6}\right)} \sum_{k=1}^6 E_{T,k} \cos\left(i \frac{(2k-1)\pi}{6}\right)$$

$$b_i = \frac{i}{6 \sin\left(i \frac{\pi}{6}\right)} \sum_{k=1}^6 E_{T,k} \sin\left(i \frac{(2k-1)\pi}{6}\right)$$

On trouve : $M = \begin{bmatrix} \frac{1}{2\pi} & \frac{1}{2\pi} & \frac{1}{2\pi} & \frac{1}{2\pi} & \frac{1}{2\pi} & \frac{1}{2\pi} \\ \frac{1}{2\sqrt{3}} & 0 & -\frac{1}{2\sqrt{3}} & -\frac{1}{2\sqrt{3}} & 0 & \frac{1}{2\sqrt{3}} \\ \frac{1}{3\sqrt{3}} & -\frac{2}{3\sqrt{3}} & \frac{1}{3\sqrt{3}} & \frac{1}{3\sqrt{3}} & -\frac{2}{3\sqrt{3}} & \frac{1}{3\sqrt{3}} \\ \frac{1}{6} & \frac{1}{3} & \frac{1}{6} & -\frac{1}{6} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{6} \\ \frac{1}{3} & 0 & -\frac{1}{3} & \frac{1}{3} & 0 & -\frac{1}{3} \\ \frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & \frac{1}{4} & -\frac{1}{4} & \frac{1}{4} & -\frac{1}{4} \end{bmatrix}$

• matrice M^{-1}

Cette matrice est déterminée à partir de l'expression des énergies par sextant $E_{T,k}$:

$$E_{T,k} = \frac{\pi}{6} a_0 + 2 \sum_{j=1}^n \frac{\sin(j \frac{\pi}{6})}{j} \left\{ a_j \cos(j(2k-1) \frac{\pi}{6}) + b_j \sin(j(2k-1) \frac{\pi}{6}) \right\}$$

On trouve : $M^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{\pi}{3} & \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{\sqrt{3}}{4} & \frac{1}{2} & \frac{3}{4} & \frac{2}{3} \\ \frac{\pi}{3} & 0 & -\frac{\sqrt{3}}{2} & 1 & 0 & -\frac{2}{3} \\ \frac{\pi}{3} & -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{\sqrt{3}}{4} & \frac{1}{2} & -\frac{3}{4} & \frac{2}{3} \\ \frac{\pi}{3} & \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{\sqrt{3}}{4} & -\frac{1}{2} & \frac{3}{4} & -\frac{2}{3} \\ \frac{\pi}{3} & 0 & -\frac{\sqrt{3}}{2} & -1 & 0 & \frac{2}{3} \\ \frac{\pi}{3} & \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{\sqrt{3}}{4} & -\frac{1}{2} & -\frac{3}{4} & -\frac{2}{3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\pi}{3} & C_1 \\ \frac{\pi}{3} & C_2 \\ \frac{\pi}{3} & C_3 \\ \frac{\pi}{3} & C_4 \\ \frac{\pi}{3} & C_5 \\ \frac{\pi}{3} & C_6 \end{bmatrix}$

où C_n sont des vecteurs à 5 dimensions

ANNEXE B. HOMOGENÉISATION DES VALEURS MOYENNES DES SEXTANTS DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

• matrice D^{-1}

La matrice D^{-1} est déterminée à partir de la relation B.2 :

$$\begin{bmatrix} \frac{\pi}{3} & C_1 \\ \frac{\pi}{3} & C_2 \\ \frac{\pi}{3} & C_3 \\ \frac{\pi}{3} & C_4 \\ \frac{\pi}{3} & C_5 \\ \frac{\pi}{3} & C_6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \Gamma \\ V & N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & d_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\pi}{3} & C_1 \\ \frac{\pi}{3} & C_2 \\ \frac{\pi}{3} & C_3 \\ \frac{\pi}{3} & C_4 \\ \frac{\pi}{3} & C_5 \\ \frac{\pi}{3} & C_6 \end{bmatrix}$$

En se limitant à la première colonne de T dans le développement du produit, on obtient six équations :

$$\frac{\pi}{3} + C_i \cdot V = \frac{\pi}{3} d_i$$

On en déduit d_i :

$$d_i = 1 + \frac{3}{\pi} C_i \cdot V, \text{ avec } i = 1 \dots 6$$

puis les éléments d_{ij}^{-1} de la matrice diagonale D^{-1} :

$$d_{ij}^{-1} = \frac{\delta_{ij}}{d_i} = \frac{\delta_{ij}}{1 + \frac{3}{\pi} C_i \cdot V}$$

Les matrices M et D^{-1} nous permettent de calculer le vecteur A des coefficients de Fourier après correction (relation B.1).

Annexe C

C. Distributions des coefficients de Fourier

Chacun des coefficients de Fourier α_i et β_i est égal au rapport d'une combinaison linéaire des six énergies transverses neutres $E_{T,k}$ ($k = 1$ à 6) des sextants du calorimètre électromagnétique sur l'énergie transverse neutre totale E_T (équation 6.14) :

$$\alpha_i = \frac{i\pi}{3E_T \sin\left(i\frac{\pi}{6}\right)} \sum_{k=1}^6 E_{T,k} \cos\left(i\frac{(2k-1)\pi}{6}\right)$$

$$\beta_i = \frac{i\pi}{3E_T \sin\left(i\frac{\pi}{6}\right)} \sum_{k=1}^6 E_{T,k} \sin\left(i\frac{(2k-1)\pi}{6}\right)$$

On peut remplacer l'ensemble de ces équations par une équation générale de la forme ($j = 1$ à 5) :

$$X_j = \sum_{k=1}^6 \frac{\lambda_{j,k} E_{T,k}}{E_T} \quad (\text{C.1})$$

$$\text{où : } \begin{cases} X_1 = \alpha_1 \\ X_2 = \alpha_2 \\ X_3 = \beta_1 \\ X_4 = \beta_2 \\ X_5 = \beta_3 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \lambda_{1,k} = \frac{2\pi}{3} \cos\left(\frac{(2k-1)\pi}{6}\right) \\ \lambda_{2,k} = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \cos\left(\frac{(2k-1)\pi}{3}\right) \\ \lambda_{3,k} = \frac{2\pi}{3} \sin\left(\frac{(2k-1)\pi}{6}\right) \\ \lambda_{4,k} = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \sin\left(\frac{(2k-1)\pi}{3}\right) \\ \lambda_{5,k} = \pi \sin\left(\frac{(2k-1)\pi}{2}\right) \end{cases}$$

On peut vérifier qu'on a les relations :

$$\sum_{k=1}^6 \lambda_{j,k} = 0 \quad \forall j \quad (\text{C.2})$$

$$\sum_{k=1}^6 \lambda_{j,k}^2 = - \sum_{\substack{k,l=1 \\ k \neq l}}^6 \lambda_{j,k} \lambda_{j,l} \quad \forall j \quad (\text{C.3})$$

On peut alors calculer la variance des coefficients de Fourier.

Distributions des énergies transverses par sextant $E_{T,k}$

Pour une énergie transverse totale donnée E_T , les distributions des énergies par sextant $dN / dE_{T,k}$ sont gaussiennes et centrés sur $E_T / 6$:

$$\begin{aligned} \langle E_{T,k} \rangle &= \frac{E_T}{6} \\ \sigma_{E_{T,k}}^2(E_T) &= \langle (E_{T,k} - \langle E_{T,k} \rangle)^2 \rangle = \langle E_{T,k}^2 \rangle - \frac{E_T^2}{6^2} \end{aligned} \quad (C.4)$$

$$\text{avec } \sigma_{E_{T,1}}(E_T) = \sigma_{E_{T,2}}(E_T) = \dots = \sigma_{E_{T,6}}(E_T) = \sigma_{E_{T,\text{seu}}}(E_T)$$

Les distributions des énergies transverses par sextant étant gaussiennes, les distributions des coefficients de Fourier ($i \geq 1$) sont elles aussi gaussiennes.

Distributions des coefficients de Fourier X_j

Les coefficients de Fourier ont pour expression :

$$X_j = \frac{\sum_k \lambda_{j,k} E_{T,k}}{E_T}$$

On peut calculer :

- les valeurs moyennes des distributions dN/dX_j (voir équation C.2) :

$$\langle X_j \rangle = \frac{\sum_k \lambda_{j,k} \langle E_{T,k} \rangle}{E_T} = \frac{\sum_k \lambda_{j,k} \frac{E_T}{6}}{E_T} = \frac{\sum_k \lambda_{j,k}}{6} = 0 \quad (C.5)$$

Les distributions sont donc centrées sur zéro.

- les variances de ces distributions :

$$\begin{aligned} \sigma_{X_j}^2(E_T) &= \langle X_j^2 \rangle = \left\langle \left(\frac{\sum_k \lambda_{j,k} E_{T,k}}{E_T} \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{E_T^2} \left\langle \left(\sum_k \lambda_{j,k} E_{T,k} \right)^2 \right\rangle \\ \sigma_{X_j}^2(E_T) &= \frac{1}{E_T^2} \left\langle \left(\sum_k \lambda_{j,k} E_{T,k} \right) \left(\sum_l \lambda_{j,l} E_{T,l} \right) \right\rangle \\ \sigma_{X_j}^2(E_T) &= \frac{1}{E_T^2} \left\langle \left(\sum_k \lambda_{j,k}^2 E_{T,k}^2 + \sum_{k \neq l} \lambda_{j,k} \lambda_{j,l} E_{T,k} E_{T,l} \right) \right\rangle \\ \sigma_{X_j}^2(E_T) &= \frac{1}{E_T^2} \left(\sum_k \lambda_{j,k}^2 \langle E_{T,k}^2 \rangle + \sum_{k \neq l} \lambda_{j,k} \lambda_{j,l} \langle E_{T,k} E_{T,l} \rangle \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Calcul de } \langle E_{T,k} E_{T,l} \rangle : \quad & \sum_k E_{T,k} = E_T = 6 \langle E_{T,sext} \rangle \\
 & \sum_k E_{T,k}^2 + \sum_{k \neq l} E_{T,k} E_{T,l} = 6^2 \langle E_{T,sext} \rangle^2 \\
 & \sum_{k \neq l} \langle E_{T,k} E_{T,l} \rangle = 6^2 \langle E_{T,sext} \rangle^2 - \sum_k \langle E_{T,k}^2 \rangle \\
 & 6(6-1) \langle E_{T,k} E_{T,l} \rangle = 6^2 \langle E_{T,sext} \rangle^2 - 6 \langle E_{T,sext}^2 \rangle \\
 \\
 \langle E_{T,k} E_{T,l} \rangle = & \frac{6}{6-1} \langle E_{T,sext} \rangle^2 - \frac{1}{6-1} \langle E_{T,sext}^2 \rangle
 \end{aligned}$$

On en déduit (voir équation C.3) :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{X_j}^2(E_T) &= \frac{1}{E_T^2} \left(\sum_k \lambda_{j,k}^2 \langle E_{T,sext}^2 \rangle + \sum_{k \neq l} \lambda_{j,k} \lambda_{j,l} \left[\frac{6}{6-1} \langle E_{T,sext} \rangle^2 - \frac{1}{6-1} \langle E_{T,sext}^2 \rangle \right] \right) \\
 \sigma_{X_j}^2(E_T) &= \frac{1}{E_T^2} \left(\langle E_{T,sext}^2 \rangle \left(\sum_k \lambda_{j,k}^2 - \sum_{k \neq l} \lambda_{j,k} \lambda_{j,l} \frac{1}{6-1} \right) + \sum_{k \neq l} \lambda_{j,k} \lambda_{j,l} \frac{6}{6-1} \langle E_{T,sext} \rangle^2 \right) \\
 \sigma_{X_j}^2(E_T) &= \frac{1}{E_T^2} \frac{6}{6-1} \sum_k \lambda_{j,k}^2 (\langle E_{T,sext}^2 \rangle - \langle E_{T,sext} \rangle^2)
 \end{aligned}$$

soit :

$$\sigma_{X_j}^2(E_T) = \frac{6}{5} \frac{\sigma_{E_{T,sext}}^2(E_T)}{E_T^2} \sum_k \lambda_{j,k}^2 \quad (C.6)$$

De plus, les variances des distributions des énergies transverses par sextant sont proportionnelles à l'énergie transverse : $\sigma_{E_{T,sext}}^2(E_T) \propto E_T$.

On en déduit :

$$\sigma_{\beta_3}(E_T) \propto \frac{1}{\sqrt{E_T}} \quad (C.7)$$

$$\begin{aligned}
 \text{On a :} \quad & \sigma_1^2(E_T) = \sigma_{\alpha_1}^2(E_T) = \sigma_{\beta_1}^2(E_T) \\
 & \sigma_2^2(E_T) = \sigma_{\alpha_2}^2(E_T) = \sigma_{\beta_2}^2(E_T)
 \end{aligned} \quad (C.8)$$

On peut alors calculer les rapports :

$$\frac{\sigma_1^2(E_T)}{\sigma_3^2(E_T)} = \frac{8}{9} \approx 0,89$$

$$\frac{\sigma_2^2(E_T)}{\sigma_3^2(E_T)} = \frac{32}{27} \approx 1,19$$

(C.9)

Annexe D

D. Résultats numériques des expériences Pb-Pb 95 et S-U 91

D.1 Collisions Pb-Pb 95

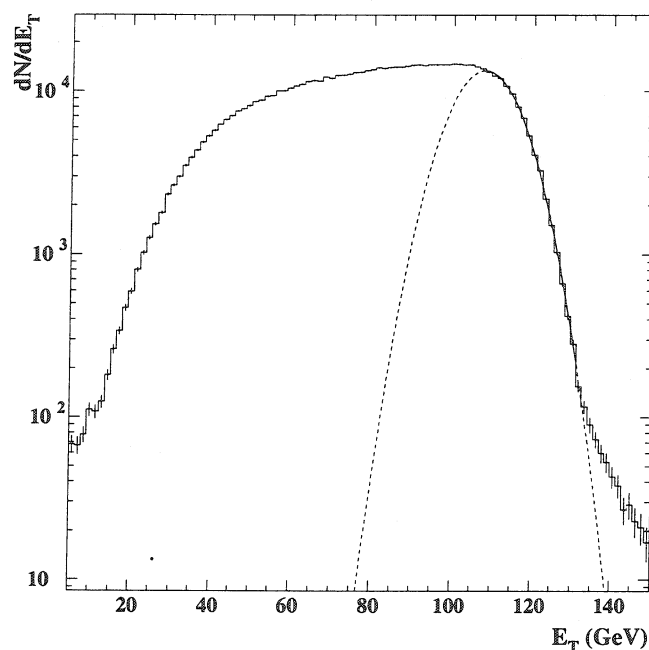


Figure D.1 : Spectre en énergie transverse neutre des données Pb-Pb prises en 1995. Le genou est déterminé à partir de l'ajustement d'une gaussienne sur la partie décroissante de la distribution à grande énergie transverse. On obtient $E_T(\text{genou}) = 117 \text{ GeV}$.

$[E_T] \text{ (GeV)}$	$\langle E_T \rangle \text{ (GeV)}$	$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$N_{\text{événements}}$
$5,0 < E_T < 13,6$	8,5	0,07	913
$13,6 < E_T < 22,3$	18,1	0,16	3880
$22,3 < E_T < 30,9$	26,4	0,23	20199
$30,9 < E_T < 39,5$	34,7	0,30	57766
$39,5 < E_T < 48,1$	43,0	0,37	106042
$48,1 < E_T < 56,8$	51,6	0,44	149566
$56,8 < E_T < 65,4$	60,1	0,52	184628
$65,4 < E_T < 74,0$	68,7	0,59	212134
$74,0 < E_T < 82,7$	77,4	0,67	233720
$82,7 < E_T < 91,3$	86,0	0,74	249361
$91,3 < E_T < 99,9$	94,6	0,82	259569
$99,9 < E_T < 108,5$	103,2	0,89	260874
$108,4 < E_T < 117,1$	111,6	0,96	219533
$117,2 < E_T < 125,8$	119,5	1,03	94869
$125,8 < E_T < 134,5$	127,5	1,10	14261

Tableau D.1 : Nombre d'événements pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données Pb-Pb 95.

$\langle E_T \rangle$: énergie transverse moyenne.

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$: énergie transverse moyenne normalisée à la valeur au genou. La valeur 1 correspond aux collisions centrales.

$[E_T] \text{ (GeV)}$	$\sigma_{\alpha_2} \pm \Delta\sigma_{\alpha_2}$	$\sigma_{\beta_2} \pm \Delta\sigma_{\beta_2}$	$\sigma_{\beta_3} \pm \Delta\sigma_{\beta_3}$
[5,0 - 13,6]	$0,1369 \pm 0,0038$	$0,1297 \pm 0,0042$	$0,1136 \pm 0,0031$
[13,6 - 22,3]	$0,1065 \pm 0,0012$	$0,1059 \pm 0,0012$	$0,0907 \pm 0,0012$
[22,3 - 30,9]	$0,0962 \pm 0,0005$	$0,0967 \pm 0,0005$	$0,0809 \pm 0,0004$
[30,9 - 39,5]	$0,0876 \pm 0,0003$	$0,0877 \pm 0,0003$	$0,0724 \pm 0,0002$
[39,5 - 48,1]	$0,0806 \pm 0,0002$	$0,0805 \pm 0,0002$	$0,0660 \pm 0,0001$
[48,1 - 56,8]	$0,0749 \pm 0,0001$	$0,0748 \pm 0,0001$	$0,0608 \pm 0,0001$
[56,8 - 65,4]	$0,0700 \pm 0,0001$	$0,0698 \pm 0,0001$	$0,0569 \pm 0,0001$
[65,4 - 74,0]	$0,0656 \pm 0,0001$	$0,0653 \pm 0,0001$	$0,0535 \pm 0,0001$
[74,0 - 82,7]	$0,0614 \pm 0,0001$	$0,0611 \pm 0,0001$	$0,0509 \pm 0,0001$
[82,7 - 91,3]	$0,0577 \pm 0,0001$	$0,0573 \pm 0,0001$	$0,0484 \pm 0,0001$
[91,3 - 99,9]	$0,0543 \pm 0,0001$	$0,0540 \pm 0,0001$	$0,0463 \pm 0,0001$
[99,9 - 108,5]	$0,0513 \pm 0,0001$	$0,0511 \pm 0,0001$	$0,0446 \pm 0,0001$
[108,4 - 117,1]	$0,0492 \pm 0,0001$	$0,0488 \pm 0,0001$	$0,0429 \pm 0,0001$
[117,2 - 125,8]	$0,0477 \pm 0,0001$	$0,0473 \pm 0,0001$	$0,0420 \pm 0,0001$
[125,8 - 134,5]	$0,0467 \pm 0,0003$	$0,0460 \pm 0,0003$	$0,0406 \pm 0,0002$

Tableau D.2 : Écarts-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) obtenus par l'ajustement d'une gaussienne pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données Pb-Pb 95.

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$ V_2 \pm \Delta V_2 \text{ (%)}$	$\langle V_{2(\text{mes})} \rangle \text{ (%)}$	$\bar{\chi}_2 \pm \Delta\bar{\chi}_2 \text{ (%)}$
0,07	$2,31 \pm 1,29$	7,80	$29,6 \pm 16,6$
0,16	$1,78 \pm 0,46$	5,98	$29,7 \pm 7,8$
0,23	$2,04 \pm 0,13$	5,12	$39,8 \pm 2,6$
0,30	$2,12 \pm 0,06$	4,57	$46,4 \pm 1,3$
0,37	$2,08 \pm 0,04$	4,18	$49,8 \pm 0,9$
0,44	$2,03 \pm 0,03$	3,86	$52,5 \pm 0,7$
0,52	$1,87 \pm 0,02$	3,60	$51,9 \pm 0,7$
0,59	$1,70 \pm 0,02$	3,40	$50,1 \pm 0,6$
0,67	$1,40 \pm 0,02$	3,21	$43,5 \pm 0,7$
0,74	$1,17 \pm 0,02$	3,06	$38,2 \pm 0,8$
0,82	$0,90 \pm 0,03$	2,94	$30,5 \pm 0,9$
0,89	$0,51 \pm 0,04$	2,82	$18,2 \pm 1,5$
0,96	$0,28 \pm 0,09$	2,73	$10,4 \pm 2,9$
1,03	-	2,66	-
1,10	$0,22 \pm 0,34$	2,57	$8,7 \pm 13,4$

Tableau D.3 : Valeurs du flot elliptique $|V_2|$, de la valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(\text{mes})}| \rangle$ et de la variable $\bar{\chi}_2$ pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données Pb-Pb 95.

D.2 Collisions S-U 91

D.2.1 Collisions S-U 91 avec le « dispositif basses masses »

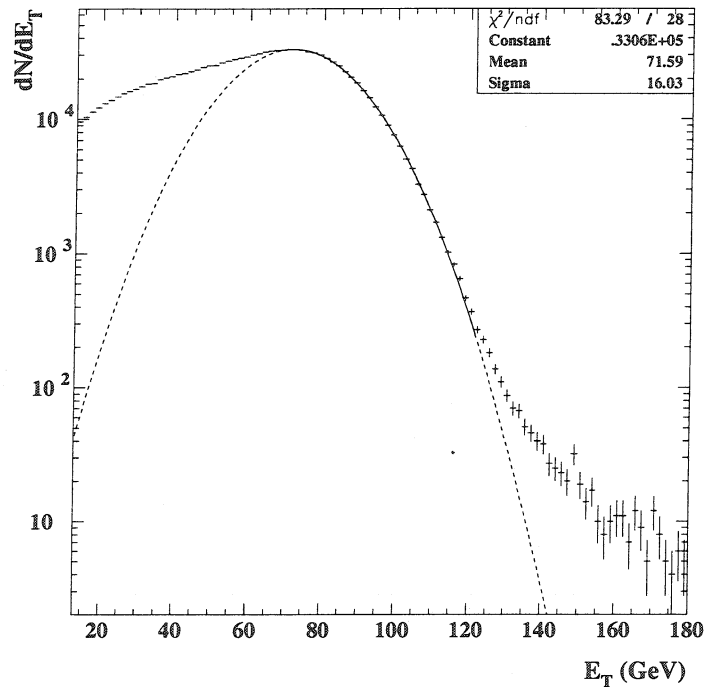


Figure D.2 : Spectre en énergie transverse neutre des données S-U prises en 1991 avec le « dispositif basses masses ». Le genou est déterminé à partir de l'ajustement d'une gaussienne sur la partie décroissante de la distribution à grande énergie transverse. On obtient $E_T(\text{genou}) \approx 90$ GeV.

$[E_T]$ (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)	$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$N_{\text{événements}}$
$13,0 < E_T < 29,1$	21,9	0,24	190866
$29,1 < E_T < 45,3$	37,7	0,42	295288
$45,3 < E_T < 61,4$	53,7	0,60	393648
$61,4 < E_T < 77,6$	69,6	0,77	471984
$77,6 < E_T < 93,7$	84,6	0,94	332200
$93,7 < E_T < 109,9$	99,5	1,11	91527
$109,9 < E_T < 126,0$	115,1	1,28	10923

Tableau D.4 : Nombre d'événements pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-U 91 avec le « dispositif basses masses ».

$\langle E_T \rangle$: énergie transverse moyenne.

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$: énergie transverse moyenne normalisée à la valeur au genou. La valeur 1 correspond aux collisions centrales

$[E_T]$ (GeV)	$\sigma_{\alpha_2} \pm \Delta\sigma_{\alpha_2}$	$\sigma_{\beta_2} \pm \Delta\sigma_{\beta_2}$	$\sigma_{\beta_3} \pm \Delta\sigma_{\beta_3}$
[13,0 - 29,1]	$0,2086 \pm 0,0004$	$0,2094 \pm 0,0004$	$0,1854 \pm 0,0003$
[29,1 - 45,3]	$0,1674 \pm 0,0004$	$0,1679 \pm 0,0002$	$0,1474 \pm 0,0002$
[45,3 - 61,4]	$0,1438 \pm 0,0002$	$0,1445 \pm 0,0002$	$0,1256 \pm 0,0001$
[61,4 - 77,6]	$0,1295 \pm 0,0001$	$0,1301 \pm 0,0001$	$0,1128 \pm 0,0001$
[77,6 - 93,7]	$0,1213 \pm 0,0002$	$0,1218 \pm 0,0002$	$0,1054 \pm 0,0001$
[93,7 - 109,9]	$0,1156 \pm 0,0003$	$0,1158 \pm 0,0003$	$0,1004 \pm 0,0002$
[109,9 - 126,0]	$0,1120 \pm 0,0009$	$0,1134 \pm 0,0008$	$0,0975 \pm 0,0007$

Tableau D.5 : Écart-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) obtenus par l'ajustement d'une gaussienne pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-U 91 avec le « dispositif basses masses ».

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$ V_2 \pm \Delta V_2 $ (%)	$\langle V_{2(\text{mes})} \rangle$ (%)	$\bar{\chi}_2 \pm \Delta\bar{\chi}_2$ (%)
0,24	$1,76 \pm 0,23$	12,25	$17,3 \pm 22,7$
0,42	$2,10 \pm 0,08$	9,73	$25,6 \pm 1,0$
0,60	$2,04 \pm 0,05$	8,24	$29,1 \pm 0,7$
0,77	$1,97 \pm 0,03$	7,32	$31,5 \pm 0,6$
0,94	$1,80 \pm 0,04$	6,77	$31,3 \pm 0,6$
1,11	$1,83 \pm 0,07$	6,39	$33,3 \pm 1,3$
1,28	$1,46 \pm 0,41$	6,35	$23,2 \pm 6,5$

Tableau D.6 : Valeurs du flot elliptique $|V_2|$, de la valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(\text{mes})}| \rangle$ et de la variable $\bar{\chi}_2$ pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-U 91 avec le « dispositif basses masses ».

D.2.2 Collisions S-U 91 avec le « dispositif J/ψ »

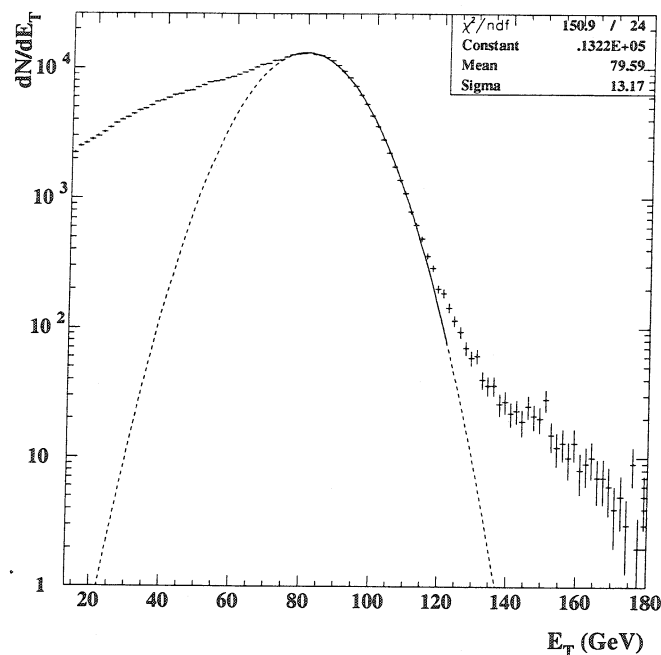


Figure D.3 : Spectre en énergie transverse neutre des données S-U prises en 1991 avec le « dispositif J/ψ ». Le genou est déterminé à partir de l'ajustement d'une gaussienne sur la partie décroissante de la distribution à grande énergie transverse. On obtient $E_T(\text{genou}) \approx 90$ GeV.

$[E_T]$ (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)	$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$N_{\text{événements}}$
$13,0 < E_T < 29,1$	21,9	0,24	86740
$29,1 < E_T < 45,3$	37,8	0,42	148227
$45,3 < E_T < 61,4$	53,9	0,60	218074
$61,4 < E_T < 77,6$	70,0	0,78	316399
$77,6 < E_T < 93,7$	84,7	0,94	289958
$93,7 < E_T < 109,9$	99,1	1,10	70911
$109,9 < E_T < 126,0$	115,1	1,28	6169

Tableau D.7 : Nombre d'événements pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-U 91 avec le « dispositif J/ψ ».

$\langle E_T \rangle$: énergie transverse moyenne.

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$: énergie transverse moyenne normalisée à la valeur au genou. La valeur 1 correspond aux collisions centrales

$[E_T]$ (GeV)	$\sigma_{\alpha_2} \pm \Delta\sigma_{\alpha_2}$	$\sigma_{\beta_2} \pm \Delta\sigma_{\beta_2}$	$\sigma_{\beta_3} \pm \Delta\sigma_{\beta_3}$
[13,0 - 29,1]	$0,1857 \pm 0,0005$	$0,1862 \pm 0,0005$	$0,1650 \pm 0,0004$
[29,1 - 45,3]	$0,1493 \pm 0,0003$	$0,1149 \pm 0,0003$	$0,1302 \pm 0,0003$
[45,3 - 61,4]	$0,1276 \pm 0,0002$	$0,1281 \pm 0,0002$	$0,1106 \pm 0,0002$
[61,4 - 77,6]	$0,1127 \pm 0,0001$	$0,1137 \pm 0,0002$	$0,0979 \pm 0,0001$
[77,6 - 93,7]	$0,1039 \pm 0,0001$	$0,1049 \pm 0,0001$	$0,0898 \pm 0,0001$
[93,7 - 109,9]	$0,0971 \pm 0,0003$	$0,0984 \pm 0,0003$	$0,0842 \pm 0,0002$
[109,9 - 126,0]	$0,1948 \pm 0,0010$	$0,0926 \pm 0,0010$	$0,0808 \pm 0,0008$

Tableau D.8 : Écart-types des distributions des coefficients de Fourier α_i et β_i ($i = 2, 3$) obtenus par l'ajustement d'une gaussienne pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-U 91 avec le « dispositif J/ψ ».

$\langle E_T \rangle / E_T(\text{genou})$	$ V_2 \pm \Delta V_2 $ (%)	$\langle V_{2(\text{mes})} \rangle$ (%)	$\bar{\chi}_2 \pm \Delta\bar{\chi}_2$ (%)
0,24	$1,43 \pm 0,40$	11,16	$12,8 \pm 3,6$
0,42	$2,21 \pm 0,12$	8,88	$24,8 \pm 1,4$
0,60	$2,25 \pm 0,07$	7,48	$30,1 \pm 0,9$
0,78	$1,98 \pm 0,05$	6,55	$30,2 \pm 0,8$
0,94	$1,96 \pm 0,04$	5,96	$32,9 \pm 0,7$
1,10	$1,81 \pm 0,09$	5,60	$32,2 \pm 1,5$
1,28	$1,72 \pm 0,31$	5,65	$30,4 \pm 5,5$

Tableau D.9 : Valeurs du flot elliptique $|V_2|$, de la valeur moyenne de l'anisotropie elliptique mesurée $\langle |V_{2(\text{mes})}| \rangle$ et de la variable $\bar{\chi}_2$ pour chacune des tranches en E_T étudiées pour les données S-U 91 avec le « dispositif J/ψ ».

- [Abatzis91] S. Abatzis et al. - « Ξ^- , $\overline{\Xi^-}$, Λ and $\overline{\Lambda}$ production in sulphur-tungsten interactions at 200 GeV/c per nucleon. »
Phys. Lett. B 270 (1991) 123-127.
- [Abbott93] T. Abbott et al. - « Azimuthal asymmetries of particles emitted in relativistic heavy ion collisions. »
Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1393.
- [Albrecht91] R. Albrecht et al. - « Upper limit for thermal direct photon production in heavy-ion collisions at 60 and 200 A.GeV. »
Z. Phys. 51 (1991) 1-10.
- [Anderson84] L. Anderson et al. - « A high-resolution spectrometer for the study of high-mass muon pairs produced by intense hadrons beams. »
Nucl. Ins. & Meth. In Phys. Res. 223 (1984) 26.
- [Anderson93] E. Anderson et al. - « Observation of Ω^- and $\overline{\Omega^-}$ in sulphur-tungsten interactions at 200 GeV/c per nucleon. »
Phys. Lett. B 316 (1993) 603-607.
- [Appelsh98] H. Appelshäuser et al. - « Directed and elliptic flow in 158 GeV/Nucleon Pb+Pb Collisions. »
Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 4136.
- [Armesto98] N. Armesto, A. Capella and E. Ferreira - « Charmonium Suppression in Lead-Lead Collisions : Is there a Break in the J/ψ Cross-Section ? »
hep-ph/9807258
- [Awes98] T.T. Awes for the WA98 collaboration. - « Collective flow as a probe of heavy-ion reaction dynamics. »
Nucl. Phys. A630 (1998) 499c-510c
- [Baglin89] C. Baglin et al. - « The production of J/ψ in 200 GeV/nucleon oxygen-uranium interactions. »
Phys. Lett. B 220 (1989) 471.
- [Baglin91] C. Baglin et al. - « ϕ , ρ and ω production in p-U, O-U and S-U reactions at 200 GeV per nucleon. »
Phys. Lett. B 272 (1991) 449.
- [Barriere93] C. Barrière - « Calorimétrie électromagnétique dans l'expérience NA38. »
Thèse de l'université Blaise Pascal. Clermont-Ferrand. (1993)
- [Barrette94] J. Barrette et al. - « Observation of Anisotropic Event Shapes and Transverse Flow in Ultrarelativistic Au+Au Collisions. »
Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 2532.
- [Barrette97] J. Barrette et al. - « Proton and pion production relative to the reaction plane in Au+Au collisions at 11A GeV/c. »
Phys. Rev. C56 (1997) 3254.
- [Bellaich97] F. Bellaiche - « Sections efficaces de production des resonances J/ψ , Ψ' et du processus Drell Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucleon. »
Thèse de l'université Claude Bernard Lyon-1. (1997)

- [Bjorken83] J. D. Bjorken - « *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region.* »
Phys. Rev. D27 (1983) 140.
- [Blaizot88] J. P. Blaizot - « *Dynamique des collisions noyau-noyau à très haute énergie.* »
Ecole d'été de physique nucléaire et de physique des particules (1988).
- [Blaizot96] J. P. Blaizot and J. Y. Ollitrault - « *J/ψ Suppression in Pb-Pb Collisions : A Hint of Quark-Gluon Plasma Production ?* »
Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1703.
- [Capella88] A. Capella et al. - « *Nuclear effects in J/ψ suppression.* »
Phys. Lett. B 206 (1988) 354.
- [Ceretto98] F. Ceretto for the CERES Collaboration - « *Hadron Physics with CERES : Spectra and Collective Flow.* »
Proceedings of the 13th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Quark Matter 97, Tsukuba, Japan
- [Collins77] John C. Collins and Davidson E. Soper - « *Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions.* »
Phys. Rev. D16 (1977) 2219.
- [Crochet97a] P. Crochet et al. - « *Onset of nuclear matter expansion in Au-Au collisions.* »
Nucl. Phys. A 624 (1997) 755.
- [Crochet97b] P. Crochet et al. - « *Azimuthal anisotropies as stringent test for nuclear transport models.* »
Nucl. Phys. A 627 (1997) 522.
- [Danielew85] P. Danielewicz and G. Odyniec - « *Transverse momentum analysis of collective motion in relativistic nuclear collisions.* »
Phys. Lett. B157 (1985) 146.
- [Demoulin90] M. Demoulin et al. - « *Measurement of baryon azimuthal emission pattern in Ne + (NaF, Nb, Pb) collisions at 800 MeV per nucleon.* »
Phys. Lett. B 241 (1990) 476.
- [Dupieux] P. Dupieux - « *Etude des collisions relativistes Au+Au avec le détecteur FOPI phase I.* »
Habilitation à diriger des recherches de l'université Blaise Pascal. Clermont-Ferrand. (1995)
- [Eichten80] E. Eichten et al. - « *Charmonium : Comparaison with experiment.* »
Phys. Rev D21 (1980) 203.
- [Fleuret97] F. Fleuret - « *Recherche du plasma de quarks et de gluons par l'étude des mésons J/ψ et ψ' dans les collisions d'ions Pb et de protons ultrarelativistes sur divers noyaux.* »
Thèse de l'école polytechnique. (1997)
- [Gavin94] S. Gavin, H. Satz, R. L. Thews and R. Vogt - « *J/Ψ suppression as evidence for high densities in nuclear collisions.* »
Z. Phys. C61 (1994) 351.

BIBLIOGRAPHIE

- [Gerschel88] C. Gerschel and J. Hufner - « *Comparaison of J/ψ -suppression in photon, hadron and nucleus-nucleus collisions : where is the quark-gluon plasma ?* »
Z. Phys. C56 (1992) 171.
- [Gerschel92] C. Gerschel and J. Hufner - « *A contribution to the suppression of the J/ψ meson produced in high-energy nucleus-nucleus collisions.* »
Phys. Lett. B 207 (1988) 253.
- [Gottfried87] S. Gottfried et al. - « *Chiral symmetry breaking in lattice QCD with two and four fermion flavour.* »
Phys. Rev. D35 (1987) 3972.
- [Gutbrod89] H. H. Gutbrod et al. - « *Squeeze-out of nuclear matter as a function of projectile energy and mass.* »
Phys. Rev. C42 (1990) 640.
- [Gutbrod90] H. H. Gutbrod et al. - « *A new component of the collective flow in relativistic heavy-ion collisions.* »
Phys. Lett. B 216 (1989) 267.
- [Gyulassy82] M. Gyulassy et al. - « *Do nuclei flow at high energies ?* »
Phys. Lett. B 110 (1982) 185.
- [Hove86] L. Van Hove - « *Average Transverse Momentum and Energy Density in High-Energy Nucleus-Nucleus Collisions.* »
Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 3249.
- [Hutin87] R. Hutin - « *Etude realisation et étalonnage du calorimètre électromagnétique de l'expérience NA38.* »
Diplôme d'ingénieur du CNAM (1987).
- [Jain97] P.L. Jain and G. Singh - « *Flow of nuclear matter in Pb-emulsion interactions at 160 GeV.* »
Phys. Lett. B393 (1997) 193-197.
- [Karsch88] F. Karsch, M. T. Mehr and H. Satz - « *Color screening and deconfinement for bound states of heavy quarks.* »
Z. phys. C37 (1988) 617.
- [Kharzeev94] D. Kharzeev and H. Satz - « *Quarkonium interactions in hadronic matter.* »
Phys. Lett. B 334 (1994) 155-162.
- [Kharzeev95a] D. Kharzeev and H. Satz - « *Charmonium composition and nuclear suppression.* »
CERN TH/95-214r (1995)
- [Kharzeev95b] D. Kharzeev and H. Satz - « *Colour deconfinement and quarkonium dissociation.* »
CERN TH/95-117 (1995)
- [Kharzeev96] D. Kharzeev, C. Lourenco, M. Nardi, and H. Satz - « *A Quantitative Analysis of Charmonium Suppression in Nuclear Collisions.* »
CERN TH/95-328 (1996)
- [Laermann96] E. Laermann - « *Recent Results Lattice from QCD Simulations.* »
Nucl. Phys. A 610 (1996) 1c-12c.

BIBLIOGRAPHIE

- [Lichtenb89] D.B. Lichtenberg, E. Predazzi, R. Roncaglia, M. Rosso and J.G. Wills - « *Testing static quark-antiquark potentials with bottonium.* »
Z. Phys. C41 (1989) 615-622.
- [Matsui86] T. Matsui and H. Satz - « *J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation.* »
Phys. Lett. B 178 (1986) 416-422.
- [Ollitrau92] J. Y. Ollitrault - « *Anisotropy as a signature of transverse collective flow.* »
Phys. Rev. D46 (1992) 229.
- [Ollitrau93] J. Y. Ollitrault - « *Determination of the reaction plane in ultrarelativistic nuclear collisions.* »
Phys. Rev. D48 (1993) 1132.
- [Ollitrau97] J. Y. Ollitrault - « *Reconstructing azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions.* »
nucl-ex/9711003
- [Ollitrau98] J. Y. Ollitrault - « *Flow systematics from SIS to SPS energies.* »
nucl-ex/9802005
- [Proposal91] NA50 Proposal - « *Study of muon pairs vector mesons produced in high energy Pb-Pb interactions.* »
CERN/SPSLC 91-55
- [Reisdorf97] W. Reisdorf and H.G. Ritter - « *Collective flow in heavy-ion collisions* »
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 47 (1997) 663.
- [Satz98] H. Satz - « *A Brief History of J/ψ Suppression.* »
BI-TP 98/16
- [Schuler94] G. A. Schuler - « *Quarkonium production and decays.* »
CERN-TH 7170-94
- [Sondereg93] P. Sonderegger - « *Ultrarelativistic heavy ion physics.* »
CERN PPE/94-21 (1993)
- [Song87] Song Xiaotong and Lin Hefen - « *A new Phenomenological Potential for Heavy Quarkonium.* »
Z. Phys. C34 (1987) 223.
- [Shuryak86] E. V. Shuriak and Zhiron - « *Is the explosion of a quark gluon plasma found ?* »
Phys. Lett. B 171 (1986) 99.
- [Viyogi94] Y. P. Viyogi et al. - « *Photon Multiplicity Measurements in Nucleus-Nucleus Collisions at 200A GeV/c.* »
Nucl. Phys. A 566 (1994) 623c-628c.
- [Voloshin96] S. Voloshin and Y. Zhang - « *Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions.* »
Z. Phys. C 70 (1996) 665.

RESUME

L'expérience NA50, qui s'inscrit dans la continuité des expériences NA38 et NA51, cherche à mettre en évidence la formation du plasma de quarks et de gluons (QGP) dans des collisions d'ions lourds à des énergies ultrarelativistes en s'intéressant plus particulièrement à la production de la résonance J/ψ , sensible à la formation du QGP.

Compte tenu de l'interaction forte, on estime qu'un plasma de quarks et de gluons atteindra rapidement l'équilibre thermique, au moins localement. Une trace de cette thermalisation de l'état initial se manifesterait par la formation dans le plan transverse d'un flot elliptique dont le grand axe est orienté dans la direction du plan de réaction.

L'analyse développée dans cette thèse a permis l'étude du flot elliptique en énergie transverse neutre en fonction de la centralité dans les collisions S-S, S-Cu, S-U et Pb-Pb. Cette étude du flot est effectuée à partir des données du calorimètre électromagnétique de l'expérience.

Un flot elliptique en énergie transverse neutre a été observé et mesuré dans les collisions Pb-Pb. Son amplitude passe par un maximum de 2% pour les collisions semi-centrales et s'annule pour les collisions centrales. Ce comportement est celui attendu pour un milieu thermalisé. La même analyse appliquée aux données S-S et S-Cu a mis en évidence l'absence d'un flot elliptique pour ces systèmes.

Cette analyse a de plus permis d'étudier la production de la particule J/ψ en fonction de l'angle entre la direction du J/ψ et la direction d'impact, c'est à dire de corrélérer la suppression observée avec le trajet parcouru par le J/ψ . Les résultats semblent indiquer que le J/ψ interagit peu avec les particules produites.

MOTS CLES : Ions lourds ultrarelativistes, thermalisation, flot elliptique dans le plan, résonance J/ψ , plasma de quarks et de gluons, collisions S-S et Pb-Pb.

ABSTRACT

The goal of the NA50 experiment, which is NA38 and NA51 experiments continuation, is to put into evidence the quark gluon plasma (QGP) in ultrarelativistic heavy ion collisions. Up to now, the J/ψ resonance production was used as a probe for the QGP formation.

According to strong interaction, quark gluon plasma is supposed to reach a thermal equilibrium, at least locally. An evidence of this thermalisation of the matter coming from the collision would appear in the transverse plane as an elliptic flow in the direction of the reaction plane.

The analysis developed in this thesis is a study of the elliptic flow in neutral transverse energy as a function centrality in S-S, S-Cu, S-U and Pb-Pb collisions. Flow study is realised using data coming from the electromagnetic calorimeter.

An elliptic flow in neutral transverse energy is observed in Pb-Pb interactions. Its maximum value is about 2% for semi-central collisions and it vanishes for central collisions. This is the expected behaviour for a thermalised medium. The same analysis has been done in S-S, S-Cu collisions which provides no evidence for the existence of an elliptic flow.

Furthermore, the J/ψ production as a function of the angle between J/ψ direction and impact parameter direction could be analysed. The results seems to show that J/ψ interaction with produced particles is small.

KEY WORDS : Ultrarelativistic heavy ions, thermalisation, elliptic flow in the plane, J/ψ resonance, quark gluon plasma, S-S and Pb-Pb collisions.