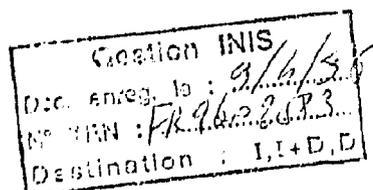


**UNIVERSITE BLAISE PASCAL**  
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES**

**THESE**



présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR D'UNIVERSITE**  
(SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE)

par

**Lionel LUQUIN**  
Maître ès-Sciences , Diplômé d'Etudes Approfondies

**ETUDE DE LA PRODUCTION DU  $J/\psi$  ET DU  $\psi'$   
DANS LES COLLISIONS SOUFRE-URANIUM  
A 200 GEV/NUCLEON**

Thèse soutenue le 18 juillet 1995, devant la commission d'examen :

Président : M. J.C. MONTRET

Examineurs : M. E. CHIAVASSA  
M. A. DEVAUX  
M. P. FORCE  
M. L. KLUBERG  
M. G. LANDAUD

**UNIVERSITE BLAISE PASCAL**  
(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 NUCLEAIRE)

par

**Lionel LUQUIN**  
Maître ès-Sciences , Diplômé d'Etudes Approfondies

**ETUDE DE LA PRODUCTION DU  $J/\psi$  ET DU  $\psi'$**   
**DANS LES COLLISIONS SOUFRE-URANIUM**  
**A 200 GEV/NUCLEON**

Thèse soutenue le 18 juillet 1995, devant la commission d'examen :

Président : M. J.C. MONTRET

Examineurs : M. E. CHIAVASSA  
M. A. DEVAUX  
M. P. FORCE  
M. L. KLUBERG  
M. G. LANDAUD

009  /  

	Tag	
Langue	850	Français
Résumé	860	<p>L'axe principal de recherche de l'expérience NA38, réalisée au CERN, est la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons (QGP) . Dans ce but, l'étude de la production de la résonance <math>J/\psi</math> par rapport au continuum de dimuon, en corrélation avec la densité d'énergie, a été entreprise en 1986. La baisse relative de la production du <math>J/\psi</math> observée reste cependant compatible avec des modèles ne faisant pas intervenir le plasma. Par contre l'étude de la production relative des résonances <math>\psi'</math> et <math>J/\psi</math> doit permettre de mieux distinguer les phénomènes d'absorption de la formation du QGP. Cette thèse décrit cette étude à l'aide des données à hautes statistiques collectées en 1992.</p> <p>Dans ce document, l'appareillage est décrit et plus particulièrement le calorimètre électromagnétique dont le dispositif de rejet d'empilement a permis de conserver de l'ordre de 40% d'événements en plus pour l'analyse. De plus, étant donné la faible section efficace de production du <math>\psi'</math> et la faible différence de masse entre les résonances <math>J/\psi</math> et <math>\psi'</math>, une étude approfondie de tous les phénomènes affectant la résolution en masse du spectromètre a été réalisée.</p> <p>Les résultats obtenus montrent que le rapport <math>\psi'/\psi</math> est multiplié par un facteur 0.61 lorsque la densité d'énergie atteinte au cours des collisions passe de <math>1.34 \text{ GeV}/\text{fm}^3</math> à <math>2.33 \text{ GeV}/\text{fm}^3</math> (densité à laquelle le plasma doit être formé). Ce rapport est également exprimé en fonction de l'épaisseur de matière nucléaire traversée et comparé avec les résultats obtenus par d'autres expériences. Cependant, compte tenu des barres d'erreur il n'est pas possible d'affirmer que le plasma de quarks et de gluons a été observé en laboratoire.</p>

Auteur du résumé: Lionel LUQUIN

## Remerciements

Je remercie Monsieur J.C. Montret, Professeur de l'Université Blaise Pascal et directeur de l'école doctorale des sciences fondamentales, de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire et d'avoir accepté d'être le président de ce jury de thèse. Je tiens également à le remercier pour son soutien et pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués.

Je remercie Monsieur Louis Kluberg, Directeur de recherche à l'école polytechnique et porte parole de l'expérience NA38, d'avoir participé au jury de cette thèse. Les nombreux échanges que nous avons eus au cours de ces trois années de préparation de thèse ont été très profitables et m'ont permis de progresser dans la compréhension des phénomènes physiques observés.

Je remercie le Professeur Emilio Chiavassa, de l'Institut de Physique Nucléaire de Turin d'avoir accepté de juger ce travail. Son aide fût précieuse et son enthousiasme très motivant.

Je remercie également Messieurs André Devaux et Paul Force, Professeurs d'Université, mes deux co-directeurs de thèse. Je n'oublierai pas les longues heures passées en compagnie d'André lors de la construction du calorimètre électromagnétique NA50. Je n'oublierai pas non plus les nombreux enseignements de Paul Force en matière d'informatique et de dépouillement d'expérience.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Gilbert Landaud, Directeur de recherche au LPC de Clermont-Ferrand, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail. A ses côtés mon "apprentissage" du métier de chercheur a été intense et complet. L'éventail des domaines de physique qu'il m'a fait découvrir est très vaste, allant de l'électronique rapide à l'analyse physique. Je tiens également à lui témoigner ma profonde amitié.

Je n'oublie pas les autres membres de la collaboration NA38-NA50 de Clermont-Ferrand, mais aussi l'ensemble des personnels des services informatique et mécanique qui m'ont apporté des aides nombreuses et efficaces.

Je voudrais également remercier l'ensemble de mes camarades Doctorants pour leur soutien et leur esprit de corps. L'amitié qui nous lie est sincère et supportera, j'en suis sûr, l'érosion du temps qui passe.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>Chapitre 1</b>	<b>9</b>
<b>1 Eléments de Théorie</b>	<b>9</b>
1.1 Plasma de quarks et de gluons . . . . .	10
1.1.1 Notion de confinement . . . . .	10
1.1.2 Déconfinement et plasma . . . . .	10
1.2 Collisions d'ions lourds ultrarelativistes . . . . .	13
1.2.1 Densité d'énergie . . . . .	14
1.3 Observation du plasma et suppression du $J/\psi$ . . . . .	15
1.3.1 Suppression des états Charmonium . . . . .	16
1.3.2 Mécanisme insensible au plasma : le Drell-Yan . . . . .	20
1.4 La notion de plasma est-elle nécessaire pour observer une suppression du $J/\psi$ . . . . .	20
1.4.1 Absorption nucléaire . . . . .	21
1.4.2 Effet d'ombre du gluon . . . . .	21
1.4.3 Absorption par un gaz de pions . . . . .	21
1.4.4 Comparaison des modèles d'absorption et de plasma en fonction de la densité d'énergie . . . . .	22
1.5 Comment étudier le comportement du $J/\psi$ dans la matière nucléaire normale ? . . . . .	25
<b>Chapitre 2</b>	<b>27</b>
<b>2 Description du dispositif expérimental</b>	<b>27</b>
2.1 Introduction . . . . .	28
2.2 Spectromètre à muons. . . . .	28
2.2.1 Aimant. . . . .	29

2.2.2	Hodoscopes de scintillateurs et Trigger d'acquisition . . . . .	30
2.2.3	Chambres proportionnelles à fils . . . . .	32
2.2.4	Absorbeurs . . . . .	33
2.3	Cible active fragmentée . . . . .	35
2.4	Calorimètre électromagnétique . . . . .	37
2.5	Détecteurs de faisceau . . . . .	38
2.5.1	Hodoscope de faisceau "BH" . . . . .	38
2.5.2	Détecteurs Cerenkov à quartz . . . . .	39
2.5.3	Télescopes . . . . .	40
2.5.4	Chambres GANIL . . . . .	40
2.5.5	Le détecteur d'interaction "OB" . . . . .	41
<b>Chapitre 3</b>		<b>43</b>
<b>3</b>	<b>Calorimétrie et Mesure d'énergie Transverse</b>	<b>43</b>
3.1	Objectif de la calorimétrie . . . . .	44
3.2	Calorimètre électromagnétique . . . . .	47
3.2.1	Mesure de l'énergie transverse . . . . .	48
3.2.2	Résolution du calorimètre . . . . .	50
3.2.3	Vieillessement du calorimètre . . . . .	52
3.3	Problème de l'empilement . . . . .	55
3.4	Identification de l'empilement par le calorimètre . . . . .	56
3.4.1	Analyse de forme des signaux "calorimètre" . . . . .	57
3.4.2	Correction de "Jitter" . . . . .	60
3.4.3	Bilan du rejet d'empilement par le calorimètre . . . . .	66
3.4.4	Limites de fonctionnement de la méthode d'analyse de forme pour identifier l'empilement. . . . .	69
<b>Chapitre 4</b>		<b>73</b>
<b>4</b>	<b>Analyse des données et Résultats</b>	<b>73</b>
4.1	Introduction . . . . .	74
4.2	Elimination des contributions parasites . . . . .	77
4.2.1	Rejet des fausses paires de muons . . . . .	77
4.2.1.1	Estimation du bruit de fond . . . . .	77
4.2.1.2	Soustraction du bruit de fond . . . . .	78

4.2.2	Rejet des événements parasites générés par le détecteur Quartz "BO" . . . . .	83
4.2.2.1	Coupure PDTARG . . . . .	84
4.2.2.2	Coupure sur le Vertex reconstruit . . . . .	86
4.2.3	Rejet des réinteractions dans la cible . . . . .	89
4.2.4	Rejet des événements dont l'énergie transverse est anormale . . . . .	89
4.3	Etude de la résolution expérimentale des résonances $J/\psi$ et $\psi'$ . . . . .	92
4.3.1	Importance de la résolution du pic $J/\psi$ . . . . .	92
4.3.2	Mécanismes affectant la résolution . . . . .	94
4.3.3	Evolution de la résolution avec la masse du dimuon . . . . .	98
4.3.4	Description analytique des pics $J/\psi$ et $\psi'$ . . . . .	103
4.3.5	Validité de la description analytique du pic $J/\psi$ . . . . .	105
4.4	Analyse de forme du fond continu . . . . .	109
4.5	Correction d'acceptance . . . . .	111
4.6	Résultats . . . . .	112
4.6.1	Analyse du spectre de masse indépendamment de l'énergie transverse . . . . .	112
4.6.1.1	Choix du domaine d'ajustement . . . . .	113
4.6.1.2	Méthode d'évaluation des erreurs . . . . .	115
4.6.2	Etude et discussion des quantités $N_{\psi}/N_{DY}$ et $N_{\psi'}/N_{\psi}$ en fonction de l'énergie transverse . . . . .	116
4.6.2.1	Stabilité des résultats en fonction de $R_m$ . . . . .	117
4.6.2.2	Problèmes rencontrés à haute énergie transverse . . . . .	121
4.6.3	Etude des rapports des sections efficaces $(J/\psi)/\text{Drell-Yan}$ et $\psi'/\psi$ en fonction de l'énergie transverse et de la densité d'énergie . . . . .	123
4.6.4	Analyse du rapport $\psi'/\psi$ en fonction de l'épaisseur de matière nucléaire traversée . . . . .	128

**Conclusion**

**129**



# Introduction

Les faisceaux d'ions lourds ultrarelativistes obtenus au CERN permettent de réaliser des collisions noyau-noyau pour étudier la matière nucléaire dans des conditions encore jamais atteintes de température et de pression. Les quarks et les gluons peuvent alors perdre leurs propriétés de confinement et ce nouvel état, appelé Plasma de Quarks et Gluons (QGP) est, à l'échelle microscopique, une modélisation de ce que pouvait être l'Univers à l'instant de sa formation. Disposer de quarks et de gluons qui évolueraient de manière quasi libre constitue l'objectif des expérimentateurs qui souhaitent une nouvelle approche de la chromodynamique quantique (QCD). Cette théorie destinée à décrire les interactions fortes prédit un état de matière déconfinée lorsque la température est de l'ordre de 200 MeV ou lorsque la densité d'énergie est comprise entre 1 et 3 GeV/fm<sup>3</sup>. Toutefois, des aspects fondamentaux de cette théorie, qui couvre des domaines allant de la physique des particules à l'astrophysique relèvent parfois de spéculations compte tenu de l'absence de vérification expérimentale.

Les expériences réalisées au CERN (200 GeV/nucléon) ou à Brookhaven (14 GeV/nucléon) s'assurent dans une première approche que les conditions de création du plasma sont effectivement obtenues. La méthode la plus directe consiste à détecter avec des ensembles de calorimètres électromagnétiques ou hadroniques, l'énergie dissipée par le flux de particules secondaires. Les expériences, dans leur ensemble, s'accordent à trouver que la densité d'énergie produite est 10 à 15 fois supérieure à celle de la matière nucléaire normale. Cette première étape est nécessaire, mais, elle ne constitue pas une preuve suffisante. Chaque expérience se doit d'utiliser une signature liée à la présence du plasma.

Cette thèse a été réalisée dans le cadre de la collaboration NA38. Cette expérience est conçue pour étudier la production des résonances  $\rho$ ,  $\phi$ ,  $\omega$  et surtout  $J/\psi$  et  $\psi'$  dans leur mode de désintégration muonique. Cette sonde électromagnétique, en principe insensible aux interactions fortes, n'est pas perturbée dans la phase finale d'hadronisation de la réaction. Les muons devraient donc conserver la mémoire de ce que pouvait être le QGP. Avec audace, des prédictions théoriques élaborées avant le démarrage des expériences au CERN ont démontré que l'absence de liaison entre les quarks dans un plasma défavoriserait la production du  $J/\psi$ . Fondamentalement l'expérience NA38 est axée autour d'un spectromètre de grande acceptation qui identifie les dimuons et permet de mesurer la masse des résonances. D'autre part un calorimètre électromagnétique mesure l'énergie dissipée par la réaction. Des collisions périphériques peu violentes doivent correspondre à des mécanismes nucléaires classiques. Par contre, des

collisions centrales devraient générer un plasma. La mise en évidence de la suppression de la résonance  $J/\psi$ , d'autant plus importante que l'énergie transverse mesurée est élevée, peut être interprétée comme une preuve de la formation du plasma de quarks et de gluons. Il ne faut pas pour autant négliger les modèles classiques d'absorption nucléaire qui peuvent partiellement contribuer à la suppression. Il a donc été impératif d'accumuler les données afin de bien discerner les effets liés au noyau de ceux introduits par le plasma.

Cette thèse est organisée de la manière suivante: un bref survol théorique rappelle les conditions de formation du QGP et son incidence dans la production des résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$ . Un second chapitre décrit le dispositif expérimental. Le chapitre suivant illustre le bilan de la calorimétrie qui a été le "Cheval de Bataille" pour l'équipe de Clermont-Ferrand. L'expérience programmée en 1992 a utilisé un faisceau d'ions Soufre intense (de l'ordre de  $10^8$  ions/burst). Le choix et la mise en oeuvre des fibres scintillantes dans le calorimètre a permis de subir sans dommage un taux de radiation de 1 Megarad. Dans des conditions expérimentales équivalentes, un calorimètre utilisé en 1990 perdait 70% de son efficacité lumineuse.

Le bilan de l'analyse et des résultats est réalisé dans le dernier chapitre. Plus qu'un long discours, deux figures suffisent pour illustrer l'histoire et les difficultés de l'analyse. Dans une approche rudimentaire, le spectre de masse des dimuons (figure 0.1) est dominé par le pic de la résonance  $J/\psi$ . Le fond continu, reflet de processus électromagnétiques de Drell-Yan, est insensible à l'état de la matière (nucléaire ou plasma). S'il s'agit de se convaincre qu'il y a un effet de suppression du  $J/\psi$  entre collisions périphériques et centrales, l'oeil est sans ambiguïté qualitativement suffisant.

Par contre, une mesure précise des rapports  $(J/\psi)/\text{Drell-Yan}$  ou  $\psi'/\psi$  implique une connaissance précise des mécanismes mis en jeu (figure 0.2). Il n'est plus possible d'appréhender la résolution du  $J/\psi$  par une simple fonction gaussienne. Il faut introduire la diffusion multiple décrite en détail par les lois de Molière. Les pertes d'énergie dues au Bremsstrahlung ou à la création de paires doivent être impérativement prises en compte. Nous avons choisi une approche qui permet de séparer les différentes contributions et de comprendre en détail l'importance de chaque distorsion. Dans une phase finale, l'utilisation d'un programme global de simulation permet de conforter et d'affiner notre analyse préalable.

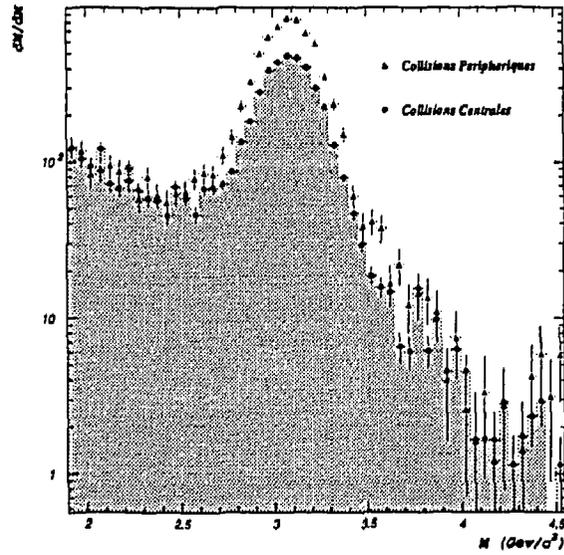


Figure 0.1: *Suppression de la résonance  $J/\psi$  pour des collisions centrales. La comparaison avec des collisions périphériques est obtenue en normalisant les amplitudes afin d'obtenir des contributions du fond continu identiques.*

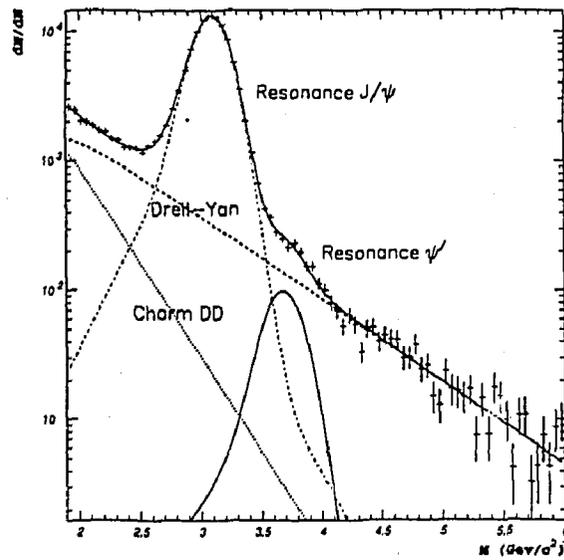


Figure 0.2: *Contribution des mécanismes dans le spectre de masse du dimuon.*



# **Chapitre 1**

## **Eléments de Théorie**

## 1.1 Plasma de quarks et de gluons

### 1.1.1 Notion de confinement

La matière nucléaire observée de manière macroscopique est constituée de hadrons (mésons et baryons). Plus précisément, chacun d'entre eux est une association de quarks et d'antiquarks. Les quarks sont porteurs de charges électriques et obéissent aux lois de l'électrodynamique quantique (QED). Cependant, pour assurer la cohésion des quarks dans un proton il faut introduire un potentiel qui s'oppose à la répulsion coulombienne. La théorie de la Chromodynamique Quantique (QCD) décrit ces interactions fortes en introduisant la notion de champ de couleur au sein des quarks. L'interaction s'effectue alors par échange de gluons porteurs de charges de couleur. La constante de couplage qui caractérise l'interaction forte entre deux quarks est de l'ordre de 1 dans la matière nucléaire alors que la constante de couplage électromagnétique est égale à  $1/137$ . Par analogie avec un électron  $e^-$  qui polarise le vide et s'entoure de paires  $e^+e^-$ , la charge de couleur du quark est entourée d'un nuage de charges de couleur. La différence essentielle entre charge électrique et charge de couleur réside dans le fait que deux charges de couleur identiques s'attirent. La charge de couleur escortée par un nuage de charges identiques qui l'entoure a une force d'attraction à longue distance (au sens de la physique des particules, c'est à dire dans le domaine de 1 fermi). Par contre, cette force diminue à courte distance ce qui donne une liberté au quark à l'intérieur des nucléons. Observé de l'extérieur, un ensemble de quarks constituant un nucléon n'a pas de couleur.

### 1.1.2 Déconfinement et plasma

La théorie QCD permet de prédire l'absence de confinement lorsque la matière nucléaire est suffisamment chauffée ou comprimée. Les quarks peuvent alors évoluer quasi librement et être observés comme tels. Ce plasma représente le stade ultime de la matière hadronique telle que nous la connaissons actuellement : la prédiction de son existence est mise en évidence par des simulations de QCD sur réseau qui montrent l'existence d'une transition de phase de la matière nucléaire lorsque la température  $T$  varie entre 100 et 200 MeV. Les calculs numériques sur réseau consistent à remplacer l'espace-temps continu par un ensemble de points discrets séparés les uns des autres par un paramètre de maille  $\Lambda$  [GIF88]. La figure 1.1 illustre ce phénomène et montre une brusque augmentation de la densité d'énergie  $\epsilon$  lorsque la température atteint une valeur critique  $T_c = 150 \text{ MeV}$  [SAT94]. La valeur de la température critique  $T_c$  varie sensiblement avec les modèles utilisés pour décrire la matière hadronique, et notamment le nombre de saveur de quark  $N_f$  introduit dans les calculs numériques joue un rôle essentiel (la figure 1.2 montre les valeurs de  $T_c$  obtenues par des calculs de QCD à température finie [SAT91]). Dans un système à quatre saveurs de quark non statique cette température est de 100 MeV [GAV90]. Par contre d'autres approches ne tenant pas compte du nombre de saveur conduisent à  $T_c = 210 \text{ MeV}$  [SAT84].

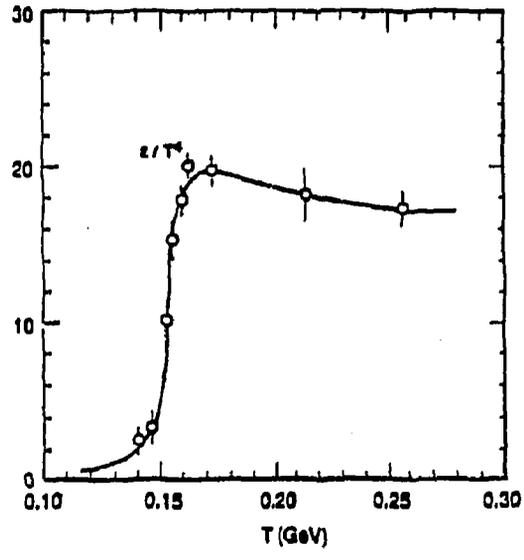


Figure 1.1: Evolution de  $\epsilon/T^4$  en fonction de la température  $T$ .

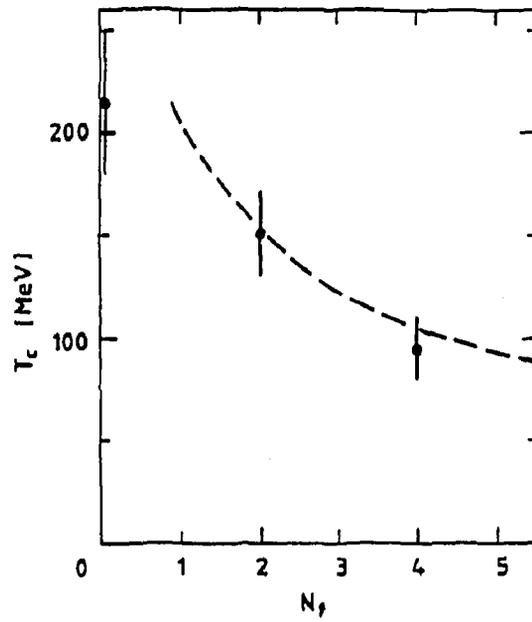


Figure 1.2: Température critique  $T_c$  en fonction du nombre de saveur de quark  $N_f$ .

La transition de phase correspondant au passage de la matière nucléaire normale à un plasma de quarks et de gluons libres peut être représentée par un diagramme de phase simplifié (figure 1.3). Le déconfinement peut se produire soit avec une densité de matière ordinaire  $\rho_0=0.14$  nucléon/fm<sup>3</sup> lorsque la température  $T_c$  est atteinte (de l'ordre de 200 MeV) soit avec une densité baryonique 5 à 10 fois supérieure à la densité normale  $\rho_0$  lorsque la température est voisine de zéro.

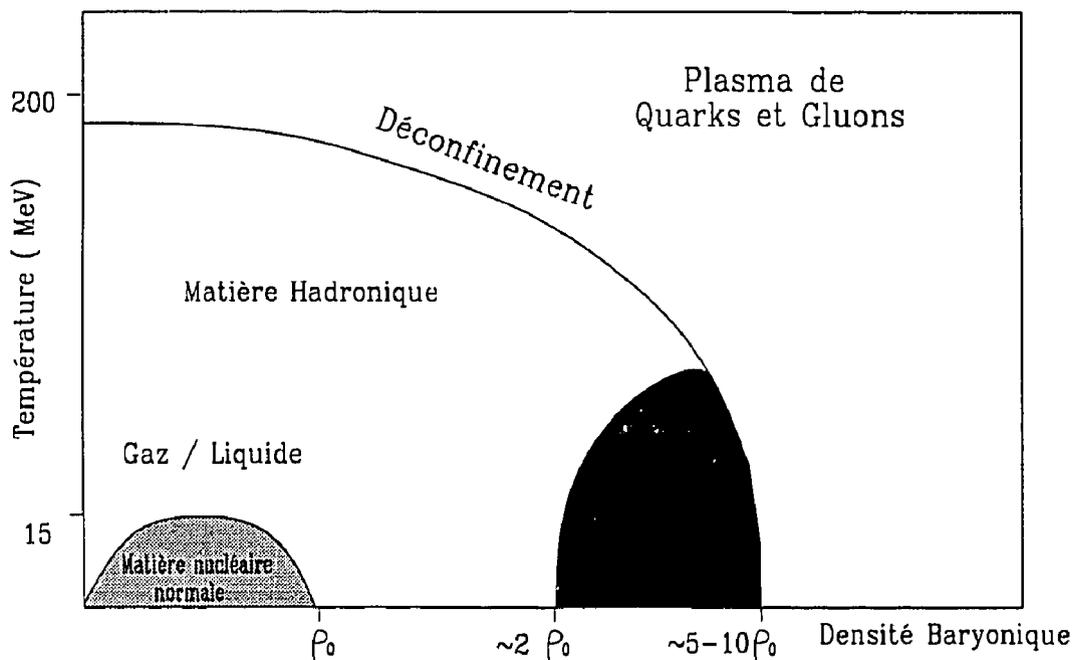


Figure 1.3: *Diagramme de phase simplifié.*

La compréhension du phénomène de déconfinement repose sur l'étude de l'évolution du potentiel de liaison entre deux quarks. Dans le cas d'un système isolé, c'est à dire sans interaction avec le milieu environnant ( $T=0$ ), le potentiel de liaison peut s'écrire sous la forme très générale :

$$V(r, T = 0) = \sigma r^\beta - \frac{\alpha}{r^\beta} + V_0 \quad (1.1)$$

$r$  représente la distance entre quarks,  $\sigma$  la tension de corde responsable du confinement et  $V_0$  est une constante de normalisation. Le coefficient de couplage  $\alpha$  caractérise l'échange de gluons à courte distance. La valeur du paramètre  $\beta$  varie entre 0.5 et 1. Le choix de  $\beta$  fixe la valeur des autres paramètres de l'équation 1.1 qui doit refléter une forme réaliste du potentiel. Ces valeurs sont regroupées dans le tableau 1.1 :

Forme du potentiel	$\beta$	$\sigma$ Gev <sup>1+<math>\beta</math></sup>	$\alpha$ GeV <sup>1-<math>\beta</math></sup>	$V_0$ GeV
Cornell [EIC78]	1	0.192	0.471	0.
Song-Ling [SON87]	1/2	0.577	0.875	-0.908
Turin [LIC89]	3/4	0.3	0.644	-0.780

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

Dans tous les cas, le potentiel comporte une partie décrivant les forces à une distance de l'ordre du fermi ( $\sigma r^\beta$ ) et une partie de forme coulombienne pour les interactions à très faible distance  $\frac{\alpha}{r^\beta}$ .

Par contre, lorsque les quarks évoluent dans un milieu dense à la température  $T$ , la charge de couleur subit un phénomène d'écrantage induit par la présence des charges environnantes. Le potentiel de liaison est alors modifié et peut s'écrire [KAR88] :

$$V(r, T) = \left( \frac{\sigma(T)}{\mu(T)^\beta} \right) (1 - e^{-(\mu(T)r)^\beta}) - \left( \frac{\alpha}{r^\beta} \right) e^{-(\mu(T)r)^\beta} + V_0 \quad (1.2)$$

$\mu(T)$  représente une masse d'écrantage croissante avec la température. Lorsque  $T=0$   $\mu(T) \rightarrow 0$ . L'équation 1.2 est alors identique au potentiel de liaison défini par l'équation initiale 1.1. La forme du potentiel utilisée par Karsch [KAR88] introduit la notion d'écrantage de couleur, mais récemment une autre forme, plus complexe, a été proposée par Liu et Dong [LIU95]. Cependant, quel que soit le potentiel  $V(r, T)$  utilisé, les calculs sur réseau indiquent que la tension de corde  $\sigma(T)$  diminue lorsque la température augmente et s'annule pour  $T = T_c$ . Seul subsiste le potentiel de forme coulombienne atténué par le terme d'écran  $e^{-(\mu(T)r)^\beta}$ .

Savoir modéliser et prédire l'évolution d'un ensemble de quarks déconfinés est fondamental, mais créer et observer un milieu qui concrétise la notion théorique de plasma l'est tout autant. En admettant l'hypothèse du Big-Bang, les premiers instants de création de l'Univers ont dû conduire à la formation d'un immense plasma de température très élevée. L'observation actuelle des étoiles à neutrons semble indiquer qu'il existe encore des espaces de densité élevée susceptibles d'entretenir un plasma. Plus modestement, les collisions d'ions lourds ultrarelativistes pourraient être considérées comme une production fugitive de plasma dans un microlaboratoire constitué par l'ensemble des deux noyaux. Ces conditions favorables seraient obtenues dans des collisions centrales mettant en jeu tous les nucléons du projectile.

## 1.2 Collisions d'ions lourds ultrarelativistes

Qualitativement, les collisions d'ions lourds peuvent être illustrées par la figure 1.4. Dans une phase initiale, l'intensité de la collision est caractérisée par l'énergie

totale dissipée dans le repère du centre de masse projectile-participants (CM). Dans le repère CM, essentiel pour suivre l'évolution des collisions, la contraction de Lorentz modifie la dimension des noyaux qui apparaissent aplatis dans la direction de leur mouvement ( $\gamma_{CM} \simeq 10$ ). En conséquence, lorsque deux hadrons entrent en collision, l'énergie dissipée est concentrée dans un volume qui est de l'ordre de celui d'un des deux hadrons corrigé par la contraction de Lorentz.

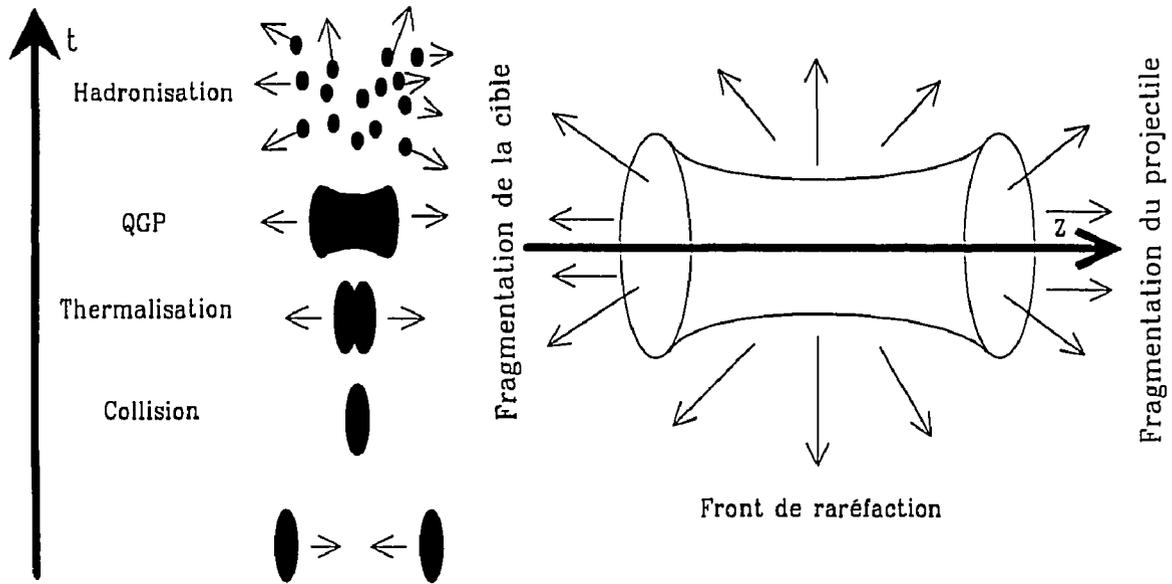


Figure 1.4: Evolution du plasma dans un diagramme espace-temps.

L'évolution du système peut être comprise en imaginant que deux hadrons qui entrent en contact engendrent une onde de choc qui se propage, mais la matière hadronique est comprimée et reste au repos dans le système CM. Les partons produits dans ce volume faible vont se thermaliser. Le temps nécessaire à cette phase d'évolution thermodynamique est de l'ordre de  $1 \text{ fm}/c$ . Si l'augmentation de température ou de densité est suffisante, le plasma QGP est créé et les quarks évoluent librement dans ce milieu. Dans une étape finale, le volume d'interaction augmente (expansion longitudinale), la température redevient inférieure à la température critique, les quarks se combinent de nouveau et engendrent un gaz dense de pions.

### 1.2.1 Densité d'énergie

Compte tenu de l'aspect ultrarelativiste, l'évolution des collisions est analysée en termes de rapidité et d'énergie des particules.

La rapidité  $y$  est définie par :

$$y = \ln \frac{E + P_l}{E - P_l} \quad (1.3)$$

$E$  désigne l'énergie totale de la particule ou du fragment et  $P_l$  l'impulsion longitudinale.  $y$  est additif dans une transformation de Lorentz. La formule de passage du repère du centre de masse au laboratoire s'écrit :

$$y_{lab} = y_{CM} + y_0 \quad (1.4)$$

$y_0$  est la rapidité du système du centre de masse dans le laboratoire. Pour des particules ultrarelativistes dont la masse est petite devant l'impulsion,  $y$  est le plus souvent remplacé par la variable pseudo-rapacité :

$$\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta_{lab}/2) \simeq y_{lab} \quad (1.5)$$

Cette nouvelle variable exige seulement la connaissance d'une seule variable  $\theta_{lab}$  (angle d'émission de la particule dans le laboratoire).

D'après Bjorken [BJO83], la densité d'énergie atteinte dans une collision centrale peut être estimée par une mesure de l'énergie des particules secondaires émises dans la région de rapidité nulle  $y_{CM} = 0$ . En effet, les partons qui ont participé à la collision sont pratiquement au repos dans le système du centre de masse (figure 1.4). Par contre, les nucléons spectateurs (cible ou projectile) s'éloignent rapidement de la zone dense d'interaction. En admettant que l'expansion de ce volume de collision est négligeable dans le plan transverse, la densité d'énergie s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{\left(\frac{\partial E_{tr}}{\partial y}\right)_{y_{CM}=0}}{[\pi(R_0 A^{1/3})^2]\tau_0} \quad (1.6)$$

- $\left(\frac{\partial E_{tr}}{\partial y}\right)_{y_{cm}=0}$  représente l'énergie transverse  $E_{tr}$  émise dans le domaine  $y_{CM} = 0$ .
- $[\pi(R_0 A^{1/3})^2]\tau_0$  correspond au volume lorsque l'équilibre thermodynamique du plasma est atteint.  $R_0$  rayon du nucléon est égal à 1.2 fm,  $A$  représente la masse atomique du noyau projectile. Le temps  $\tau_0$  nécessaire pour obtenir l'équilibre thermodynamique est de l'ordre de 1 fm/c. Cette valeur varie selon les modèles.

La mesure de l'énergie transverse émise par les particules issues de la collision permet donc d'estimer la densité d'énergie atteinte dans la collision. Toutefois mesurer une densité d'énergie 10 fois supérieure à celle de la matière nucléaire normale n'est pas en soi une preuve de l'existence du plasma. Il faut pouvoir observer les différences de comportement entre matière ordinaire et plasma. La solution idéale serait l'observation directe de la transition de phase.

### 1.3 Observation du plasma et suppression du $J/\psi$

En 1986, Matsui et Satz ont proposé d'étudier la résonance  $J/\psi$  dont la production devrait être atténuée en présence de plasma [MAT86]. Les mesures des sections efficaces de production du  $J/\psi$  dans la matière nucléaire classique et dans un plasma

doivent présenter une différence significative. Trouver expérimentalement une telle différence constitue une preuve (ou un indice encourageant) de la présence de plasma.

Pour ne pas distordre la qualité de l'information, il faut éviter toute interaction du  $J/\psi$  dans l'état final de la réaction. Il suffit donc d'exploiter le mode de désintégration leptonique de la résonance  $J/\psi$  ( $\sim 12\%$ ). Les sondes électromagnétiques sont par définition insensibles aux interactions fortes. Dès l'instant où un électron ou un muon est porteur d'un message caractéristique de la phase QGP, cette sonde n'est pas perturbée dans la phase finale de la collision et elle garde la mémoire du plasma.

L'identification de la paire de muons permet de mesurer la masse de la résonance. L'expérience NA38 a privilégié la mesure du  $J/\psi$ , mais les résonances  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $\psi'$  sont également détectées par le spectromètre.

La même étude aurait pu être faite en identifiant un  $J/\psi$  dans le mode de désintégration ( $e^+e^-$ ). Expérimentalement, le diélectron ( $e^+e^-$ ) est noyé dans un flux d'électrons provenant de la matérialisation de particules secondaires telle que  $\pi_0 \rightarrow 2\gamma$ . Il est préférable de détecter une paire de muons après passage dans un absorbeur qui filtre les particules secondaires.

### 1.3.1 Suppression des états Charmonium

Dans une collision d'ions lourds, un parton du projectile peut interagir avec un parton de la cible par l'intermédiaire de gluons et une paire  $c\bar{c}$  (figure 1.5) est formée à l'état d'octet de couleur. Le champ de couleur environnant transformera par la suite la paire  $c\bar{c}$  en un singlet sous la forme d'une résonance  $J/\psi$ ,  $\psi'$  ou  $\chi_c$  ou encore en méson charmé  $D$  et  $\bar{D}$  par combinaison avec les quarks de la mer.

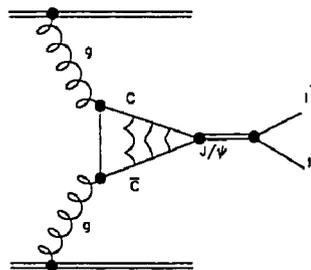


Figure 1.5: Formation d'une paire  $c\bar{c}$  au cours d'une collision d'ions lourds.

Matsui et Satz ont étudié le comportement des états liés charmonium en présence de plasma et ont déterminé les conditions pour lesquelles les résonances  $J/\psi$ ,  $\psi'$  et  $\chi_c$  ne se formaient pas. Pour réaliser cette étude il faut résoudre numériquement l'équation de Schrödinger associée au système  $c\bar{c}$  :

$$[H(r, T) - E_{n,l}(T)] \Phi_{n,l}(r, T) = 0 \quad (1.7)$$

l'énergie  $E_{n,l}(T)$  représente la valeur propre du système et correspond aux différents états liés ( $n$  est le nombre quantique principal et  $l$  est le nombre quantique orbital). L'hamiltonien du système  $c\bar{c}$  s'écrit :

$$H(r, T) = \frac{\vec{p}^2}{2m_{re}} + V(r, T) \quad (1.8)$$

$m_{re}$  est la masse réduite de la paire  $c\bar{c}$ ,  $\vec{p}$  le moment relatif, et  $V(r, T)$  le potentiel de liaison défini précédemment.

Matsui et Satz utilisent la forme analytique de Cornell (tableau 1.1) pour décrire le potentiel [MAT86]. Dans ces conditions, lorsque la température est supérieure à  $T_c$ ,  $V(r, T)$  s'écrit :

$$V(r, T) = -\frac{\alpha}{r} e^{-\mu(T)r} \quad (1.9)$$

Remarque : La dépendance en température est entièrement définie par le paramètre  $\mu(T)$ . Le potentiel de liaison peut donc indifféremment s'écrire en fonction de  $T$  ou de la masse d'écrantage  $\mu$ .

Le choix du potentiel de Cornell peut être justifié par un calcul de la masse des résonances. La résolution de l'équation 1.7 permet de déterminer les valeurs propres et par la suite de calculer la masse des états liés par la relation :

$$M_{n,l}(\mu) = m_{\bar{q}} + m_q + E_{n,l}(\mu) \quad (1.10)$$

$m_{\bar{q}}$  et  $m_q$  représentent les masses des quarks formant l'état lié. A chaque couple de valeurs de  $n$  et  $l$  correspond une résonance. Le tableau 1.2 regroupe les masses calculées ( $M_{cal}$ ) à l'aide de la formule 1.10 ainsi que les masses mesurées ( $M_{mes}$ ) des états charmonium [PPD94].

Résonance	$n, l$	$M_{mes}(GeV/c^2)$	$M_{cal}(GeV/c^2)$
$J/\psi$	1,0	3.097	3.070
$\psi'$	2,0	3.685	3.698
$\chi_c$	2,1	3.510	3.500

Tableau 1.2: Comparaison des valeurs des masses calculées à l'aide des valeurs propres de l'équation de Schrödinger dans le cas d'un système à la température  $T=0$  avec les masses mesurées des résonances.

L'accord entre masses théoriques et expérimentales des résonances confirme la validité de l'utilisation du potentiel de Cornell.

L'étude de la suppression des résonances peut alors être abordée en calculant l'énergie nécessaire à la dissociation de la paire  $c\bar{c}$  :

$$E_{n,l}^{dis}(\mu) = m_c + m_{\bar{c}} + V(r \rightarrow \infty, \mu) - E_{n,l}(\mu) \quad (1.11)$$

$$E_{n,l}^{dis}(\mu) = m_c + m_{\bar{c}} + \frac{\sigma}{\mu} - E_{n,l}(\mu) \quad (1.12)$$

$E_{n,l}^{dis}(\mu)$  est fonction de la masse d'écrantage, il existe une valeur critique  $\mu_0$  pour laquelle :

$$E_{n,l}^{dis}(\mu_0) = 0 \quad (1.13)$$

Dans ces conditions la paire  $c\bar{c}$  ne se forme pas et les résonances n'existent pas. La figure 1.6 montre l'évolution de l'énergie de dissociation en fonction de la masse d'écrantage pour les trois premiers états liés. Dans tous les cas, il existe une valeur pour laquelle l'équation 1.13 est vérifiée.

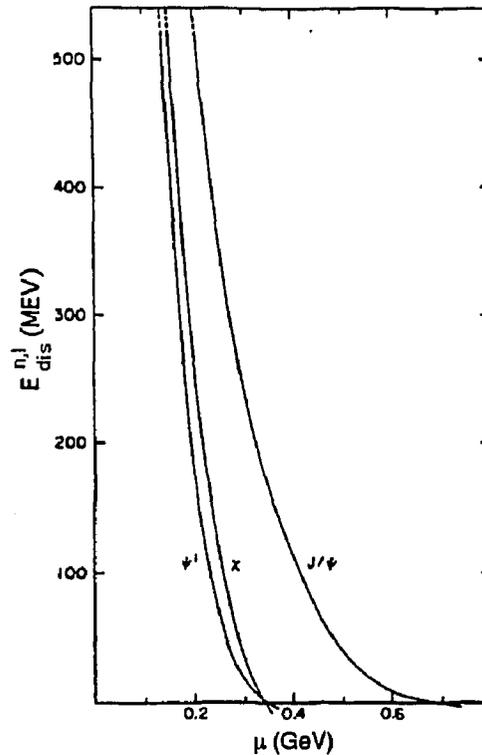


Figure 1.6: Evolution de l'énergie nécessaire à la dissociation d'un état lié en fonction de la masse d'écrantage.

Le terme d'écran  $e^{-\mu(T)r}$  qui atténue le potentiel de forme coulombienne (équation 1.2) est caractérisé par une masse d'écrantage  $\mu(T)$ . Une approche plus concrète consiste à exprimer le terme d'écrantage sous la forme  $e^{-\frac{r}{r_D(T)}}$ . Par définition :

$$r_D(T) = 1/\mu(T) \quad (1.14)$$

$r_D(T)$  représente le rayon de Debye. Il est donc possible de définir une distance critique entre deux quarks  $c$  et  $\bar{c}$  telle que  $r_D^0 = \frac{1}{\mu_0}$ . Au delà de cette valeur, le phénomène d'écrantage conduit à une énergie de dissociation nulle. Le tableau 1.3 regroupe ces valeurs du rayon de Debye correspondant à  $\mu_0$ .

Résonance	$\mu_0(\text{GeV}/c^2)$	$r_D^0(\text{fm})$
$J/\psi$	0.70	0.282
$\psi'$	0.36	0.548
$\chi_c$	0.34	0.580

Tableau 1.3: Valeurs du rayon de Debye lorsque  $E_{n,l}^{dis}(\mu_c) = 0$  pour trois états  $c\bar{c}$ .

Le rayon de Debye est de manière générale une fonction de la température et les valeurs  $r_D^0$  correspondent à une limite pour laquelle les résonances  $J/\psi$ ,  $\psi'$  et  $\chi_c$  ne peuvent pas être formées. Les calculs numériques réalisés par une modélisation sur réseau montrent l'évolution du rayon de Debye avec la température  $T$  (figure 1.7) [SAT87] (Cette étude a été réalisée pour une température critique  $T_c=200$  MeV).

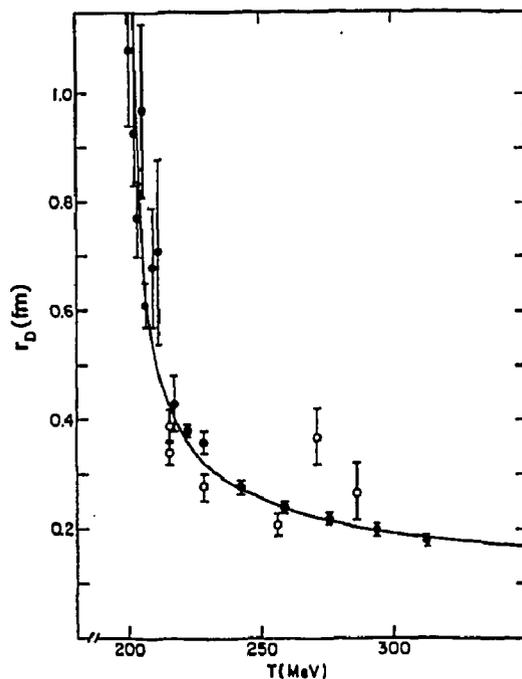


Figure 1.7: Evolution du rayon de Debye ( $r_D(T) = 1/\mu(T)$ ) avec la température.

On peut donc conclure qu'il y a suppression totale du  $J/\psi$  lorsque  $r \geq 0.28$  fm, ce qui correspond à une température  $T$  de 240 MeV.

### 1.3.2 Mécanisme insensible au plasma : le Drell-Yan

La suppression du  $\psi'$  est obtenue pour une température plus faible (de l'ordre de 200 MeV).

Pour vérifier expérimentalement l'évolution du  $J/\psi$  dans un modèle de plasma, il faut comparer les sections efficaces de production à un mécanisme insensible au plasma. Le processus Drell-Yan semble être un bon candidat car il est obtenu par annihilation d'un quark et d'un anti-quark et création d'un gamma qui se matérialise ensuite en une paire de leptons. Ce mécanisme est par conséquent insensible à l'interaction forte et ne devrait pas être perturbé par la formation du plasma.

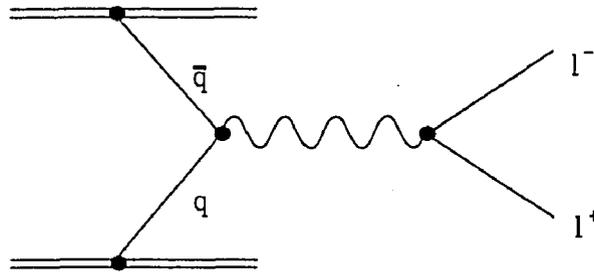


Figure 1.8: Formation d'une paire de leptons ( $l^+, l^-$ ) par le processus Drell-Yan.

La transition de phase entre matière nucléaire et plasma, peut être étudiée en comparant les sections efficaces de production du  $J/\psi$  et du Drell-Yan obtenues pour des collisions centrales (grande densité d'énergie favorable à la création d'un plasma) à celles obtenues pour des collisions périphériques.

## 1.4 La notion de plasma est-elle nécessaire pour observer une suppression du $J/\psi$

Le bilan théorique relatif au comportement du  $J/\psi$  en présence de plasma se traduit par un verdict très abrupt : la résonance  $J/\psi$  n'existe plus au delà d'une température  $T = 240 \text{ MeV} > T_c$ . Cependant il faudrait nuancer cette affirmation et examiner d'autres contributions à la suppression du  $J/\psi$  ne faisant pas intervenir le plasma.

### 1.4.1 Absorption nucléaire

L'absorption nucléaire peut être envisagée de la manière suivante : un nucléon du projectile interagit avec un nucléon de la cible et un  $J/\psi$  est produit. Cette résonance  $J/\psi$  peut alors être détruite dans une interaction secondaire avec un autre nucléon de la cible. Une alternative, consiste à supposer l'interaction au stade de la paire  $c\bar{c}$  car l'état final de la résonance  $J/\psi$  peut être obtenue à l'extérieur du noyau. Pour vérifier si ces processus peuvent exister il faut comparer les sections efficaces de production du  $J/\psi$  dans des collisions *nucléon - nucléon* avec celles obtenues pour des collisions *nucléon - noyau*. Cette comparaison a été réalisée et montre que le rapport des sections efficaces de production du  $J/\psi$  peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\sigma_{(pA \rightarrow J/\psi)}}{\sigma_{(pN \rightarrow J/\psi)}} = A^\alpha \quad (1.15)$$

le paramètre  $\alpha$  est significatif de l'absorption nucléaire. Le bilan des expériences *proton - noyau* réalisées pour des énergies de proton comprises entre 200 et 800 GeV [FRE91] semble indiquer que l'absorption du  $J/\psi$  existe, bien que très faible. La valeur de  $\alpha$  mesurée est comprise entre 0.92 et 0.95. Il est difficile de préciser la nature du mécanisme mis en jeu dans cette absorption. Par contre les processus d'absorption ont été abordés dans le cadre des collisions *noyau - noyau* ([GER88] [GAU90][CAP88]) et conduisent à une suppression de la résonance  $J/\psi$  de l'ordre de 20% .

### 1.4.2 Effet d'ombre du gluon

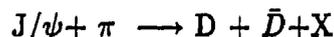
Pour expliquer la différence de comportement des sections efficaces de production du  $J/\psi$  dans les collisions *proton - noyau* et *proton - proton* un autre mécanisme a été proposé par Gupta et Satz [GUP92] : c'est l'effet d'ombre du gluon. Dans ce cas, il ne s'agit plus de considérer un mécanisme qui tend à faire disparaître le  $J/\psi$  une fois formé, mais plutôt une modification des conditions initiales de sa production.

La production de la résonance  $J/\psi$ , dans le domaine cinématique de l'expérience NA38, est essentiellement due à la fusion de gluons (figure 1.5). Une modification de la fonction de structure du gluon lors d'une collision *noyau - noyau* peut donc jouer un rôle dans la production du  $J/\psi$ . Cet effet appliqué aux collisions  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  à 200 GeV/Nucléon conduit à une suppression de la résonance  $J/\psi$  de 30% par rapport aux collisions *proton - proton*.

### 1.4.3 Absorption par un gaz de pions

La suppression du  $J/\psi$  peut être le reflet d'une diffusion inélastique de la paire  $c\bar{c}$  dans un gaz dense de hadrons produit dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes.

Dans ce cas le mécanisme responsable de la suppression du  $J/\psi$  est :



Plusieurs auteurs ont tenté d'expliquer le comportement du  $J/\psi$  à l'aide de ce type de phénomène [VOG88][GAV88], mais de nombreux paramètres nécessaires à la description du gaz de hadrons sont mal connus. Plus récemment un modèle faisant intervenir un échange de quarks légers  $q$  ou  $\bar{q}$  avec un état charmonium  $c\bar{c}$  ou bottonium  $b\bar{b}$  a été proposé [MAR94]. L'application de ce modèle aux réactions  $J/\psi + \pi$  semble être en accord avec les suppressions observées.

Au delà des difficultés de modélisation de ce mécanisme d'absorption, le principe même de cette suppression est difficilement concevable. En effet, le  $J/\psi$  est une résonance de faible dimension. L'équation de Schrödinger (1.7) permet, au moyen de la fonction d'onde  $\Phi_{n,l}(r, T)$ , de calculer un rayon de l'ordre de 0.3 fermi et une énergie de liaison de 0.64 GeV. Dans ces conditions, la cassure d'un  $J/\psi$  par des hadrons légers ( $\pi$ ) ne peut se faire que par l'échange de gluons durs d'impulsion élevée [SAT95]. Or il semble que de tels gluons ne sont présents, dans un gaz de pions produit par les collisions d'ions lourds ultrarelativistes, que si la densité nucléaire est au moins cinq fois supérieure à la normale [GAV94]. Dans ce modèle il n'est pas nécessaire de créer un plasma, mais la présence d'une densité hadronique plus élevée est exigée.

#### 1.4.4 Comparaison des modèles d'absorption et de plasma en fonction de la densité d'énergie

Toutes les modélisations mettant en jeu une absorption dans un milieu en expansion dépendent de la densité  $n(\varepsilon)$  des particules capables de jouer un rôle d'absorbeur (Nucléon,  $\pi$ , ...).  $n(\varepsilon)$  est une fonction de la densité d'énergie  $\varepsilon$ . La probabilité de survie d'un état charmonium  $x$  est alors une fonction de la forme [SAT94B] :

$$S_x(\varepsilon) = e^{(-\sigma_x n(\varepsilon) \tau_0 \ln(\tau_0/\tau_f))} \quad (1.16)$$

$\tau_0$  représente le temps nécessaire à l'équilibre du gaz "d'absorbeurs" et  $\tau_f$  le temps final au delà duquel le milieu est trop dilué pour qu'une absorption se produise.  $\sigma_x$  est la section efficace de cassure de l'état charmonium  $x$  ( $J/\psi, \psi'$ ...).

Ce type de paramétrisation conduit à une décroissance exponentielle du nombre de résonances  $J/\psi$  (courbe 2 de la figure 1.9). Par contre, la présence de plasma sera caractérisée par une suppression brutale incompatible avec l'évolution lente de l'absorption (figure 1.9). La forme de cette suppression des états liés charmonium peut être paramétrisée par la fonction mathématique  $\Theta$  (série de fonctions elliptiques). La probabilité de survie  $S_x(\varepsilon)$  d'un état lié  $x$  dans un plasma est décrite par :

$$S_x(\varepsilon) = \Theta(\varepsilon_x - \varepsilon) + \left(\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon}\right)^{9/4} + \Theta(\varepsilon - \varepsilon_x) \quad (1.17)$$

$\varepsilon_x$  représente la densité d'énergie à partir de laquelle la résonance ne se forme plus. La fonction  $\Theta$  présente une discontinuité lorsque  $\varepsilon = \varepsilon_x$ . La courbe 1 de la figure 1.9 illustre la suppression du  $J/\psi$  créé dans un plasma. Les deux discontinuités observées correspondent aux modes de production du  $J/\psi$ .

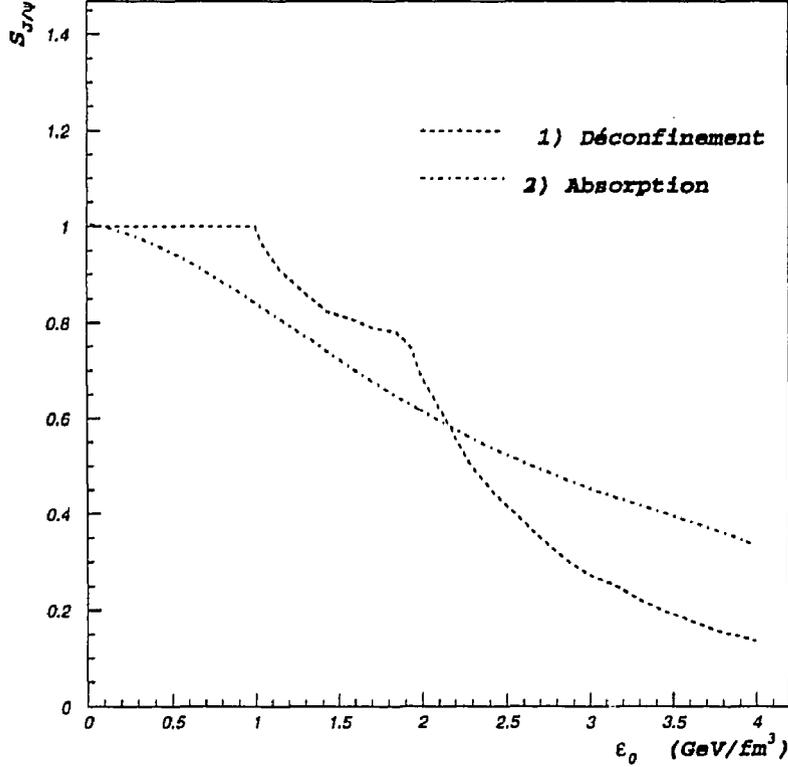


Figure 1.9: Comparaison des probabilités de survie du  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie  $\varepsilon_0$  dans des modèles de déconfinement ou d'absorption.

En effet, 30% des  $J/\psi$  proviennent de la transition au niveau fondamental de l'état excité  $\chi_c$ . Cet état  $\chi_c$  ne peut pas être produit lorsque la densité d'énergie critique  $\varepsilon_c \simeq \varepsilon_{\chi_c}$  est atteinte. Par contre 70% des  $J/\psi$  sont produits directement et sont supprimés pour une densité  $\varepsilon_{J/\psi}$  double de  $\varepsilon_{\chi_c}$ . Ceci conduit à la probabilité de survie du  $J/\psi$ :

$$\begin{aligned}
 S_{J/\psi}(\varepsilon) = & 0.3 \left[ \Theta(\varepsilon_{\chi_c} - \varepsilon) + \left( \frac{\varepsilon_{\chi_c}}{\varepsilon} \right)^{9/4} + \Theta(\varepsilon - \varepsilon_{\chi_c}) \right] \\
 & + 0.7 \left[ \Theta(\varepsilon_{J/\psi} - \varepsilon) \left( \frac{\varepsilon_{J/\psi}}{\varepsilon} \right)^{9/4} + \Theta(\varepsilon - \varepsilon_{J/\psi}) \right] \quad (1.18)
 \end{aligned}$$

La distinction entre déconfinement et absorption nucléaire est difficile. Toutefois la mesure expérimentale de la suppression du  $J/\psi$  doit être effectuée avec une grande précision pour justifier la présence de plasma. Cette même étude peut être entreprise pour le  $\psi'$  qui présente l'avantage de disparaître pour une densité d'énergie moins élevée que le  $J/\psi$ . Cependant cette résonance  $\psi'$  est plus étendue que celle du  $J/\psi$  et doit par conséquent subir une absorption plus importante (courbe 2 de la figure 1.10). Par contre, la comparaison de la suppression de ces deux résonances est un indicateur beaucoup plus significatif de la présence du plasma (figure 1.10) : en présence de plasma le rapport des probabilités de survie du  $\psi'$  et du  $J/\psi$  doit présenter deux plateaux très distincts de la courbe d'absorption exponentielle.

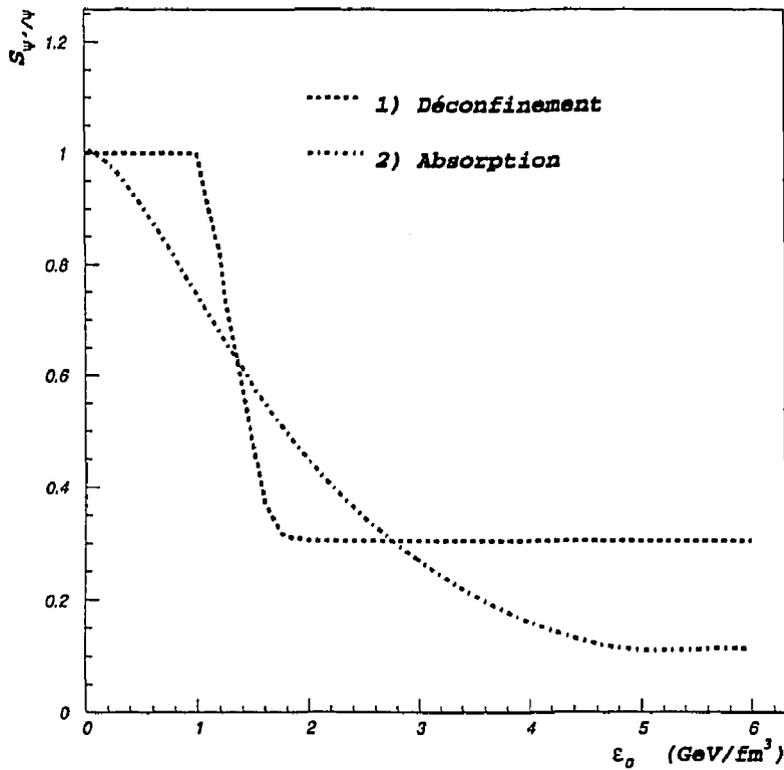


Figure 1.10: Etude de la suppression du  $\psi'$  par rapport au  $J/\psi$  en fonction de la densité d'énergie  $\epsilon_0$ . Comparaison entre mécanisme de plasma et d'absorption nucléaire.

## 1.5 Comment étudier le comportement du $J/\psi$ dans la matière nucléaire normale ?

Le peu de crédit apporté aux modèles d'absorption tient au fait que les interactions des états charmoniums avec la matière sont mal connues. En effet les paires  $c\bar{c}$  produites dans les collisions *proton - noyau* sont très rapides par rapport au noyau et survivent à l'état d'octet de couleur. Le milieu nucléaire peut donc interagir avec cette paire quark-antiquark, comme il le ferait avec une quelconque charge de couleur. Le fait que cette paire se transforme par la suite en état lié charmonium ne modifie pas le mécanisme d'interaction. Par conséquent le comportement du  $J/\psi$  dans le milieu nucléaire reste dans le domaine spéculatif.

La récente possibilité offerte par l'accélérateur SPS du CERN d'utiliser des ions  $Pb$  de 160 GeV/Nucléon permet d'imaginer des expériences visant à étudier le comportement de la paire  $c\bar{c}$ , à l'état de singlet de couleur ( $J/\psi$ ,  $\psi'$ ...), dans le noyau. En réalisant des collisions  $Pb - proton$  cette paire  $c\bar{c}$  sera suffisamment lente dans le repère du projectile pour interagir sous forme de  $J/\psi$ ,  $\psi'$  ou  $\chi_c$  avec la matière nucléaire. La région cinématique intéressante pour l'observation de ce phénomène est située à grande rapidité. Dans ce type d'expérience la formation de plasma est exclue. Si une suppression du  $J/\psi$  est observée elle sera le fruit de mécanismes d'absorption comme le suggèrent les auteurs du modèle d'échange de quarks [MAR94].

Ce type d'expériences fait actuellement l'objet d'études théoriques [KHA95]. Si aucune suppression du  $J/\psi$  n'était observée, cela signifierait que le plasma a été créé et observé dans les collisions  $^{32}S - ^{238}U$ .



## **Chapitre 2**

### **Description du dispositif expérimental**

## 2.1 Introduction

La collaboration NA38 utilise le spectromètre à muons de l'expérience NA10, qui étudiait la production de dimuons de haute masse dans les collisions de  $\pi^-$  de 200 GeV à 450 GeV d'énergie sur des cibles fixes de Deutérium ou de Tungstène. Les dimuons étudiés résultaient essentiellement de mécanismes Drell-Yan ou  $J/\psi$  et leur masse était comprise entre 3 et 10  $\text{GeV}/c^2$ . L'ensemble expérimental était bien adapté (avec des modifications mineures) pour observer dans de bonnes conditions la production de dimuons dans les collisions (*proton-noyau*) à 200 GeV et 450 GeV ou (*noyau-noyau*) à 200 GeV/nucléon. La région cible a été fondamentalement remaniée par l'adjonction de détecteurs d'interaction et d'un calorimètre électromagnétique destiné à mesurer la densité d'énergie dissipée lors des collisions.

## 2.2 Spectromètre à muons.

Le spectromètre dimuons, élément primordial de l'appareillage NA38, est schématisé figure 2.1. L'acceptance en masse du dimuon s'étend pour cette expérience de  $0.5 \text{ GeV}/c^2$  à  $5 \text{ GeV}/c^2$ . Deux ensembles détecteurs de traces encadrent l'aimant de déflexion. Chaque sous-ensemble est composé de trois hodoscopes de scintillateurs (détecteurs rapides utilisés pour le déclenchement) et de quatre chambres proportionnelles à fils (détecteurs lents permettant la reconstruction précise des traces lors de l'analyse). Ce spectromètre est séparé de la zone cible par un absorbeur à hadrons destiné à arrêter les particules secondaires ( $\pi, K$ ). En principe, seuls les muons traversent l'absorbeur avec une distorsion minimum et sont analysés par le spectromètre qui est protégé du flux intense de particules issues de la collision.

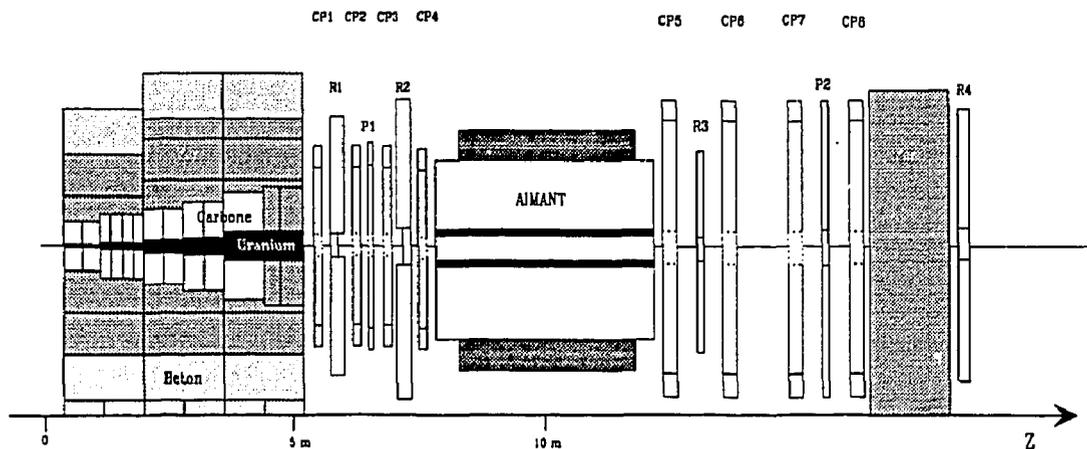


Figure 2.1: Spectromètre NA38.

### 2.2.1 Aimant.

L'aimant toroïdal représenté figure 2.2 est de symétrie hexagonale. Placé à 11.3 m du centre de la cible, son acceptation angulaire est comprise entre 35 et 120 mrad. Le champ est produit par six bobines associées à six secteurs de fer de 4 mètres de long et couvrant 18° d'azimuth. Les bobines sont alimentées par un courant pulsé de 4000 Ampères synchrone du déversement de l'accélérateur SPS.

Seules les traces localisées dans l'entrefer de l'aimant sont analysées. La diffusion multiple des muons dans le fer est trop importante pour espérer une mesure précise des impulsions.

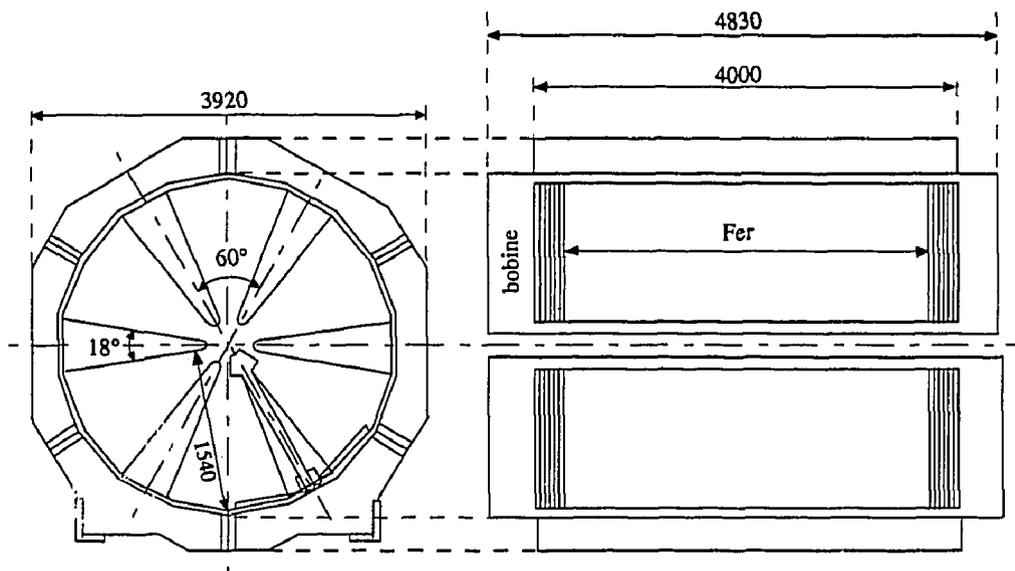


Figure 2.2: Aimant toroïdal.

L'intensité du champ toroïdal, inversement proportionnelle à la distance  $r$  par rapport à l'axe de l'aimant, s'écrit :

$$B(r) = B_0/r = 0.219/r \quad (2.1)$$

$B_0$  est proportionnel à l'intensité du courant de l'aimant (0.219 Tesla.m pour une intensité de 4000 A). Au cours de l'expérience, une sonde à effet Hall contrôle la stabilité de l'intensité. L'aimant étant aligné avec le faisceau, la déviation des particules chargées est située dans un plan d'azimut constant. Une carte du champ magnétique permet une reconstruction précise des traces. L'analyse rapide en ligne mesure l'angle de déflexion  $\Delta\alpha_{Bending}$  qui est inversement proportionnel à l'impulsion transverse de la particule :

$$\Delta\alpha_{Bending} = p_0/p_T \quad (p_0 = 0.23 \text{ mrad.GeV à } 4000 \text{ A}) \quad (2.2)$$

La mesure de l'impulsion transverse de chacun des deux muons constituant la paire permet en première approximation de définir la masse du dimuon :

$$M \simeq P_{T_1} + P_{T_2} \quad (2.3)$$

Une étude approfondie des propriétés du spectromètre et de sa résolution a été réalisée par la collaboration NA10 ([COC80] et [NA10]).

## 2.2.2 Hodoscopes de scintillateurs et Trigger d'acquisition

Le déclenchement (trigger) de l'acquisition est réalisé par les hodoscopes de scintillateurs  $R1$  à  $R4$ . Dans un premier niveau, la coïncidence rapide  $R1 \wedge R2$  (figure 2.1) permet de sélectionner les particules issues de la cible (ou de la région cible).  $R1$  et  $R2$  situés en amont de l'aimant sont constitués de sous-ensembles de 32 lattes de scintillateurs (figure 2.3). Chaque groupe forme un sextant. Les dimensions des lattes de  $R1$  et  $R2$  sont homothétiques par rapport à la cible (figure 2.4). Une latte  $n$  de  $R1$  est homothétique de la lame  $n$  de  $R2$ . Une coïncidence entre  $R1_n$  et  $R2_n$  (ou  $R2_{n-1}$  pour tenir compte de la dimension longitudinale de la cible) permet de sélectionner les particules chargées provenant de la zone cible. Les lattes, de grande longueur (de l'ordre de 1 m) sont lues à une extrémité par un seul photomultiplicateur (PM). Le temps de transit de la lumière émise pour atteindre le PM dépend de la localisation de la particule. Les fluctuations en temps sont minimisées grâce au montage mécanique des PM disposés à une extrémité des lattes de  $R1$  et à l'opposé pour les lattes de  $R2$ . Un temps de transit important sur  $R1$  est associé à un temps court sur  $R2$ . Dans ces conditions, la somme des temps de transit ( $R1 + R2$ ) est constante et une moyenne des temps permet d'obtenir une coïncidence rapide  $V = R1 \wedge R2$  (20 ns). Les hodoscopes  $R3$  et  $R4$  placés après l'aimant (figure 2.1) sont constitués de lames de largeur égales.  $R3$  et  $R4$  définissent la déflexion de la particule dans l'aimant. Un deuxième niveau de coïncidence réalisé par une matrice rapide  $(R1 \wedge R2) \wedge R4$  est validé par  $R3$ . Cette matrice permet une estimation (en quatre régions) de l'impulsion transverse  $p_T$  de chaque muon et fournit un signal logique PT indiquant qu'elle a fonctionné. Le trigger dimuon est alors obtenu par une logique (appelée "boîte magique") entre sextants qui réalise la coïncidence entre deux traces appartenant à des sextants différents.

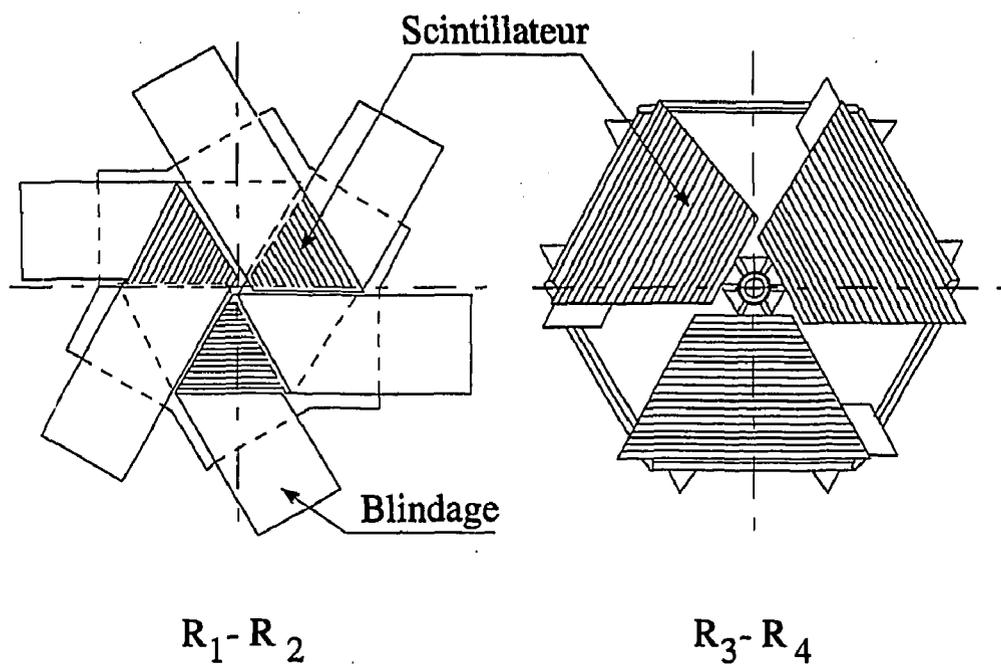


Figure 2.3: Les hodoscopes de déclenchement R.

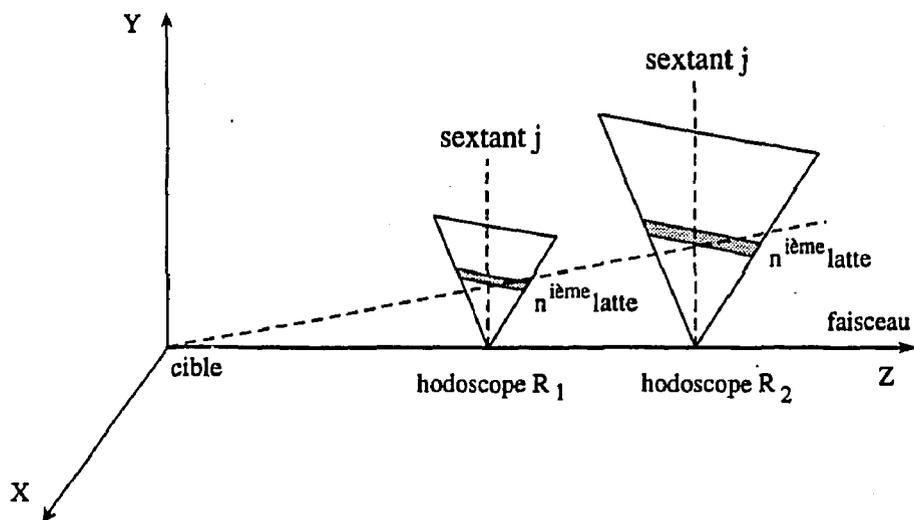


Figure 2.4: Disposition homothétique des lattes de scintillateurs des hodoscopes R1 et R2.

### 2.2.3 Chambres proportionnelles à fils

Les huit chambres proportionnelles à fils PC1 à PC8 (figure 2.1), détecteurs relativement lents (80 ns), sont utilisées dans l'analyse pour obtenir une reconstruction précise des traces. L'ensemble incident (PC1 à PC4) détermine la trajectoire des muons avant déflexion par le champ magnétique. L'ensemble arrière, composé des chambres PC5 à PC8, définit la position des traces après déflexion dans l'aimant. Chaque chambre est constituée de 3 plans de fils indépendants espacés de 2.2 cm et décalés de 60 degrés l'un par rapport à l'autre (figure 2.5 plans W, U, V). La distance entre deux fils d'un même plan est de 3 mm, ce qui permet d'obtenir une précision supérieure au milliradian sur la mesure de l'angle de déflexion. Les plans haute tension sont constitués de feuilles de Mylar revêtues par catalyse d'un dépôt conducteur. Chaque chambre fonctionne avec un mélange gazeux (argon, isobutane et fréon). Ce mélange baptisé "gaz magique" est un compromis assurant une production d'électrons importante le long de la trajectoire des particules, une bonne stabilité de fonctionnement en régime proportionnel et l'élimination rapide des ions positifs. De plus, le fréon évite l'agglomération sur les fils de résidus chimiques engendrés par l'isobutane.

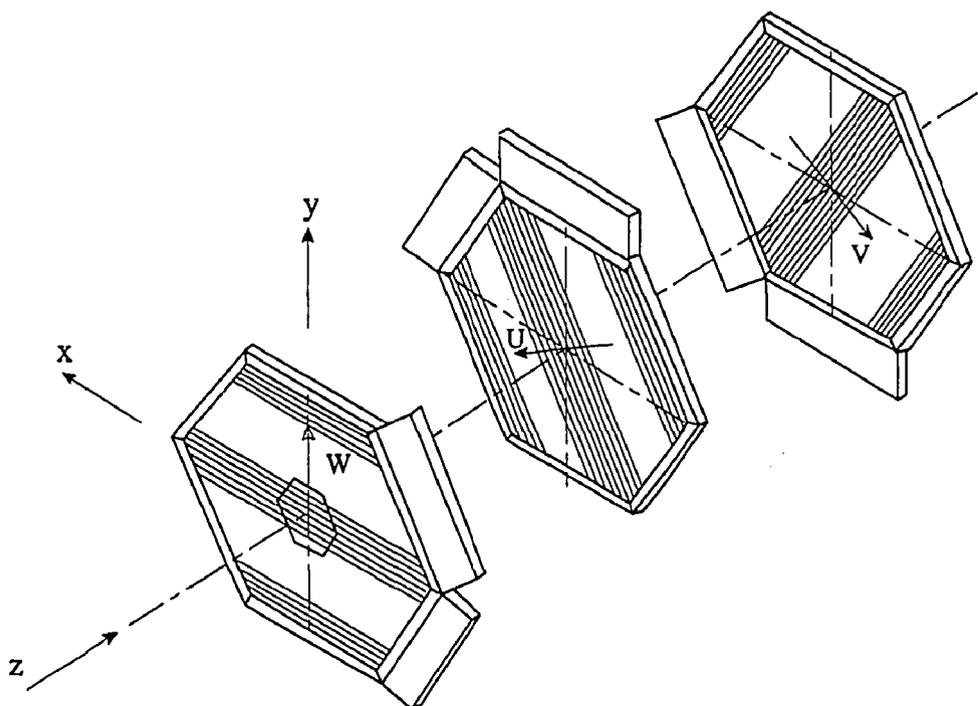


Figure 2.5: Position relative de chaque plan de fil des chambres proportionnelles.

## 2.2.4 Absorbeurs

Le spectromètre est protégé de la région cible par un absorbeur (figure 2.6). La partie centrale comporte un cône de tungstène et d'uranium qui élimine les ions du faisceau qui n'ont pas interagi dans la cible. Cet ensemble placé 1.65 m en aval de la cible est hors de l'acceptance du spectromètre. Les muons analysés ne sont pas perturbés par cet absorbeur faisceau. Par contre, un ensemble de blocs de carbone entourant ce noyau central assure le filtrage des muons. Les particules secondaires ( $\pi$ ,  $K$ , électrons, photons) émises dans l'acceptance du spectromètre sont absorbées. Le choix du matériau et de l'épaisseur de l'absorbeur est critique. Le nombre de longueurs de radiation doit être petit pour minimiser la diffusion coulombienne multiple qui affecte la trajectoire des muons (la résolution en masse des dimuons implique une mesure précise de l'angle et de l'impulsion de chaque muon). D'autre part, il faut arrêter les particules secondaires le plus rapidement possible pour éviter les désintégrations  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ . La combinaison de deux muons de désintégration engendre des "trigger" parasites qui peuvent devenir dominants à basse masse. En conséquence, il faut interposer un matériau dense afin d'obtenir un nombre de longueurs d'interaction maximum. La longueur d'interaction est essentiellement définie par la densité du matériau et la longueur de radiation est inversement proportionnelle au carré de la charge  $Z$  de l'absorbant. Ceci conduit à un choix réduit d'absorbeurs qui de plus doivent être disponibles en grande quantité. Les matériaux les plus appropriés sont par ordre d'intérêt :

- Oxyde de Béryllium ( $BeO$ ) densité 3.
- Alumine ( $Al_2O_3$ ) densité 4.
- carbone densité 2.

Compte tenu du volume nécessaire, seul le carbone est financièrement accessible.

Afin d'augmenter l'absorption des pions survivants, deux cylindres de fer de 40 cm de longueur proches de la chambre PC1 viennent compléter le dispositif. La diffusion multiple dans le fer est importante. Elle affecte l'angle d'émergence du muon, mais est pratiquement sans influence sur la position du point d'impact dans la chambre PC1. L'ensemble de l'absorbeur est entouré de blocs de fer et de béton afin d'éviter d'activer toute la zone expérimentale.

Un mur de Fer de 1.6 m d'épaisseur (figure 2.1) placé entre la dernière chambre à fils PC8 et l'hodoscope R4 (donc ne perturbant pas la résolution du spectromètre) élimine les éventuels pions qui auraient traversé l'absorbeur et n'auraient pas été balayés par l'aimant. Le déclenchement de l'acquisition par ces rares événements "non dimuons" est négligeable.

Un absorbeur additionnel ( $Al_2O_3$ ) est interposé (voir figure 2.7) entre le calorimètre et l'absorbeur principal (carbone). Les  $\pi^\pm$  ou les  $K^\pm$  relativistes doivent interagir le plus rapidement possible dans les absorbeurs ou le calorimètre avant de se désintégrer. L'introduction de cet absorbeur ( $Al_2O_3$ ) permet de réduire par un facteur 2 le nombre de fausses paires.

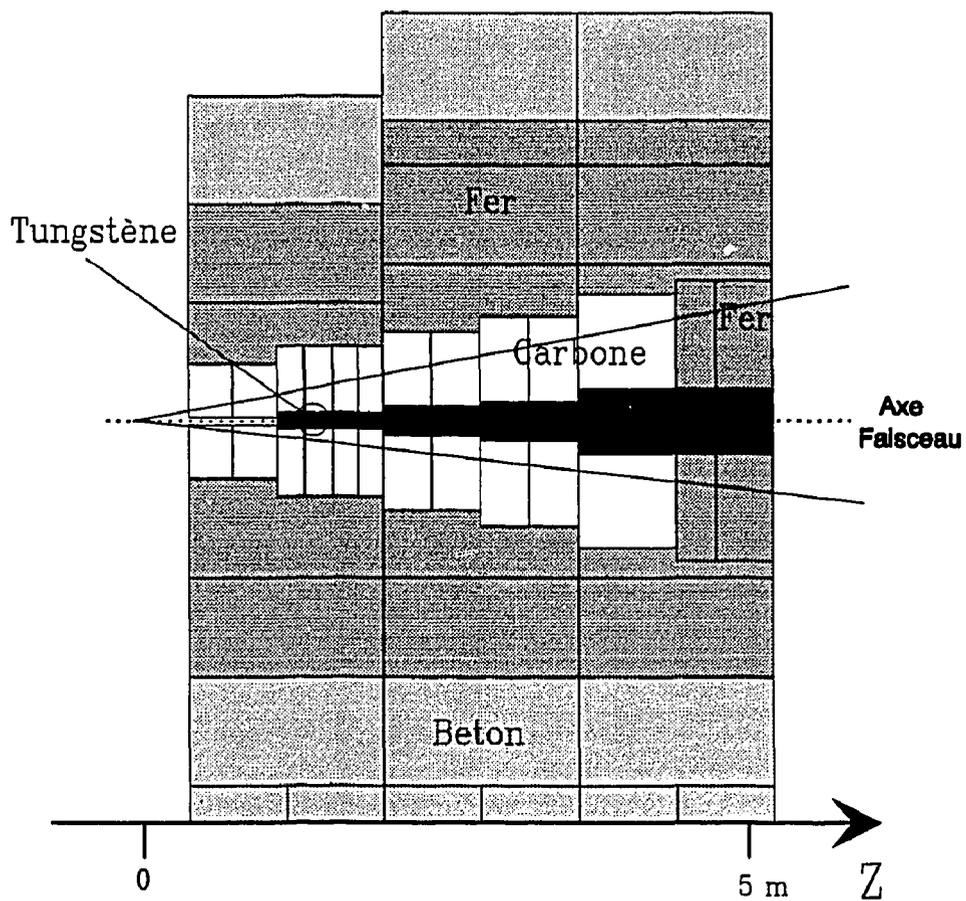


Figure 2.6: Détails de l'absorbeur principal.

## 2.3 Cible active fragmentée

La faible section efficace de production du  $J/\psi$  dans les collision  $S-U$  (de l'ordre de  $16 \mu b$  [STA89]) nécessite l'utilisation d'un faisceau de haute intensité ( $10^8$  ion par burst) et simultanément d'une cible épaisse (probabilité d'interaction de l'ordre de 20%). Cette solution, statistiquement satisfaisante, est irréaliste. Après une première collision, les fragments spectateurs du projectile interagissent plusieurs fois dans une cible épaisse. La mesure de l'énergie dissipée n'est plus le reflet d'une seule interaction.

Cette difficulté a été résolue par l'utilisation d'une cible active fragmentée (figures 2.7 et 2.8).

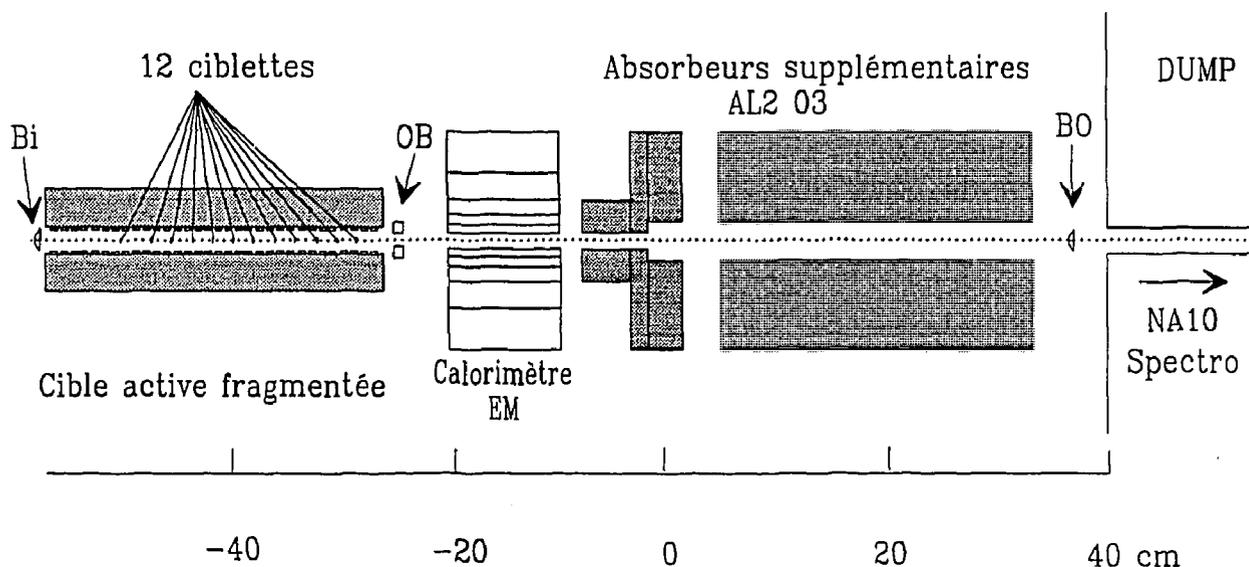


Figure 2.7: Détails de la zone cible.

- La cible (20% de longueur d'interaction) est subdivisée en douze ciblettes minces (0.8 mm) réparties sur 30 cm. Les dimensions transverses des ciblettes sont faibles ( $1 \times 3 \text{ mm}^2$ ). Une collision dans une ciblette de position  $n$  émet des particules secondaires qui ont une probabilité faible ( $10^{-1}$ ) d'intercepter la ciblette suivante  $n + 1$ . Seule la première ciblette ( $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ) intercepte l'intégralité du faisceau et assure une normalisation dans les calculs de section efficace.

- La reconnaissance du point d'interaction est obtenue par un ensemble de scintillateurs annulaires placés après chaque ciblette (figure 2.8). Lorsqu'une collision

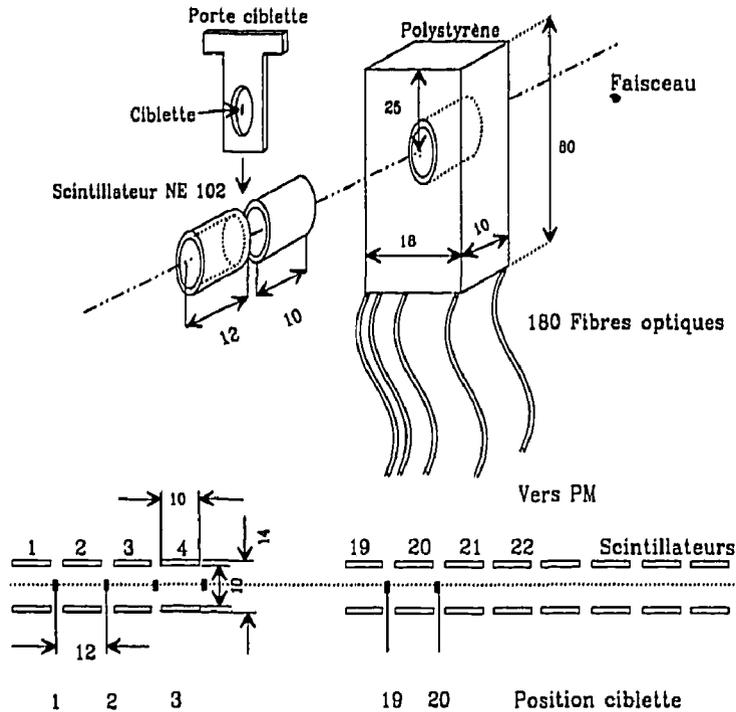


Figure 2.8: Détails de la cible active fragmentée.

se produit dans une ciblette, le scintillateur placé immédiatement en aval reçoit une grande quantité de particules secondaires (évaporation, cascades nucléaires, collisions inélastiques) et produit une lumière importante. Au fur et à mesure que la distance à la ciblette touchée augmente, le nombre de particules traversant les scintillateurs diminue avec l'angle solide (figure 2.9 en haut). Par contre, lorsqu'un fragment projectile réinteragit dans une autre ciblette, le processus précédemment décrit se produit de nouveau. L'examen du contenu des convertisseurs analogiques digitaux (ADC) associés à chaque scintillateur montre alors la présence de deux pics (figure 2.9 en bas). De tels événements sont exclus de l'analyse.

Les détails sur le fonctionnement de la cible active et de l'efficacité de détection des ciblettes touchées par une interaction ou une réinteraction peuvent être consultés dans les références [ALI88] [DRA90].

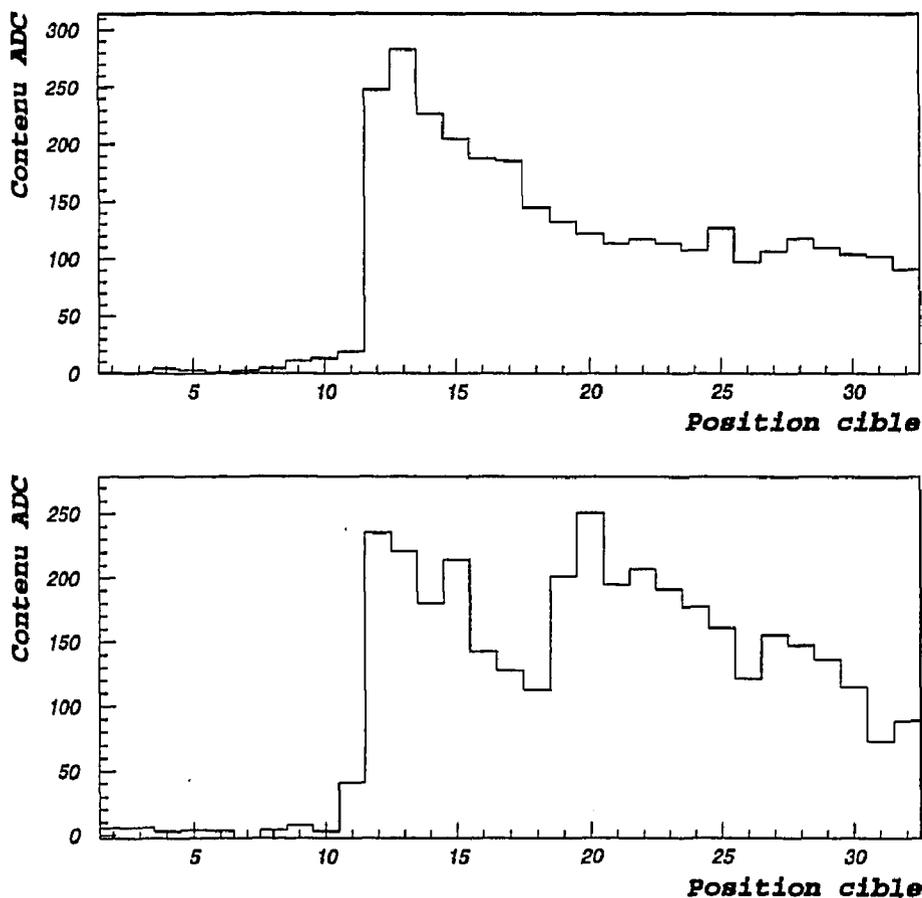


Figure 2.9: **En haut :** Contenu des ADC des scintillateurs annulaires de la cible active lorsqu'une interaction s'est produite dans la ciblette placée en 12<sup>me</sup> position. **En bas :** Une interaction a eu lieu dans la ciblette placée en 12<sup>me</sup> position et une réinteraction d'un fragment a eu lieu dans la ciblette située à la position 19.

## 2.4 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique placé après la cible active mesure le flux d'énergie transverse transporté par les particules neutres émises lors des collisions. Connaissant la ciblette touchée (donc la rapidité couverte par le calorimètre), la densité d'énergie atteinte est évaluée à l'aide de la formule de Bjorken. Le fonctionnement (ou les difficultés de fonctionnement) est décrit chapitre 3.

## 2.5 Détecteurs de faisceau

### 2.5.1 Hodoscope de faisceau "BH"

Situé 33 m en amont de la cible dans une zone de défocalisation du faisceau, cet hodoscope de scintillateurs joue le rôle de compteur des ions incidents. A cet emplacement le faisceau a une dimension de  $1 \times 2 \text{ cm}^2$ , contre  $0.75 \times 0.25 \text{ mm}^2$  au niveau de la cible. L'hodoscope est constitué de deux plans de lames minces (figure 2.10). Chacune d'entre elles intercepte une fraction du faisceau (de l'ordre de 10%) et les taux de comptage pour chaque scintillateur sont techniquement acceptables ( $10^7$  ions/burst). Les 16 compteurs du premier plan sont légèrement décalés dans le plan transverse par rapport aux 14 autres du deuxième plan, ce qui exclut toute possibilité pour un ion de passer entre deux scintillateurs de l'un et l'autre plan. Les signaux provenant de chacun des scintillateurs sont analysés en amplitude par des ADC et leurs positions en temps par rapport à la porte d'analyse sont mesurées avec une précision de 0.1 ns (TDC). Ces informations, temps et amplitude, seront utilisées au cours de l'analyse pour déceler les risques d'empilement d'ions.

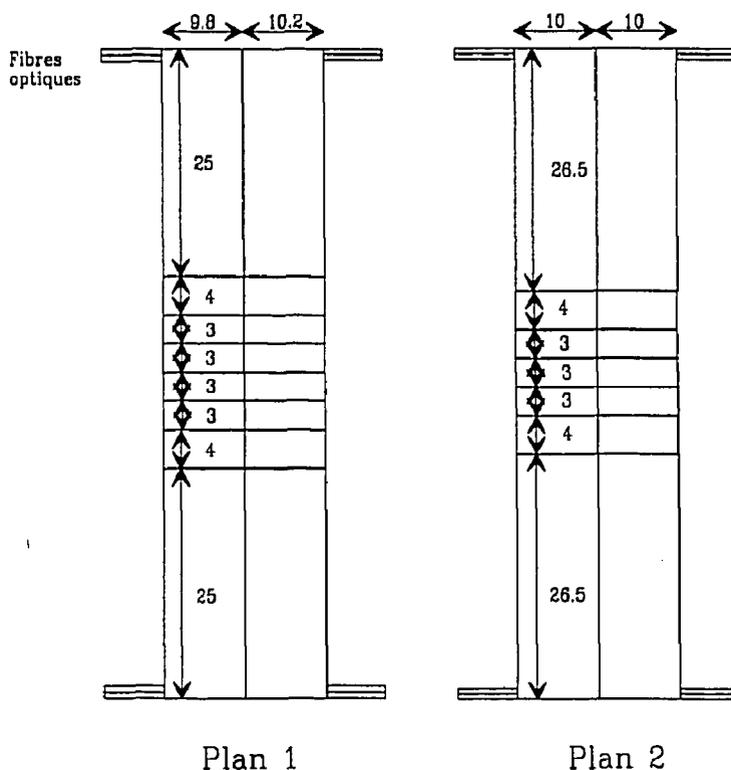


Figure 2.10: Détails de l'hodoscope de faisceau BH.

## 2.5.2 Détecteurs Cerenkov à quartz

Deux autres détecteurs de faisceau sont constitués de troncs de cône divisés en quatre quadrants (figure 2.11). Le "Beam In" est placé à l'entrée de la boîte à cible sur l'axe du faisceau alors que le "Beam Out" se trouve juste devant l'absorbeur principal. La mesure de la lumière Cerenkov produite dans chacun des quadrants permet de détecter tout décentrage du faisceau par rapport aux cibles. Le "Beam Out" était en principe destiné à identifier les fragments projectiles spectateurs. Cet outil a perturbé l'analyse de l'expérience en injectant un bruit de fond difficilement identifiable ( $^{32}\text{S}(\text{ou fragment}) + \text{SiO}_2 \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ ).

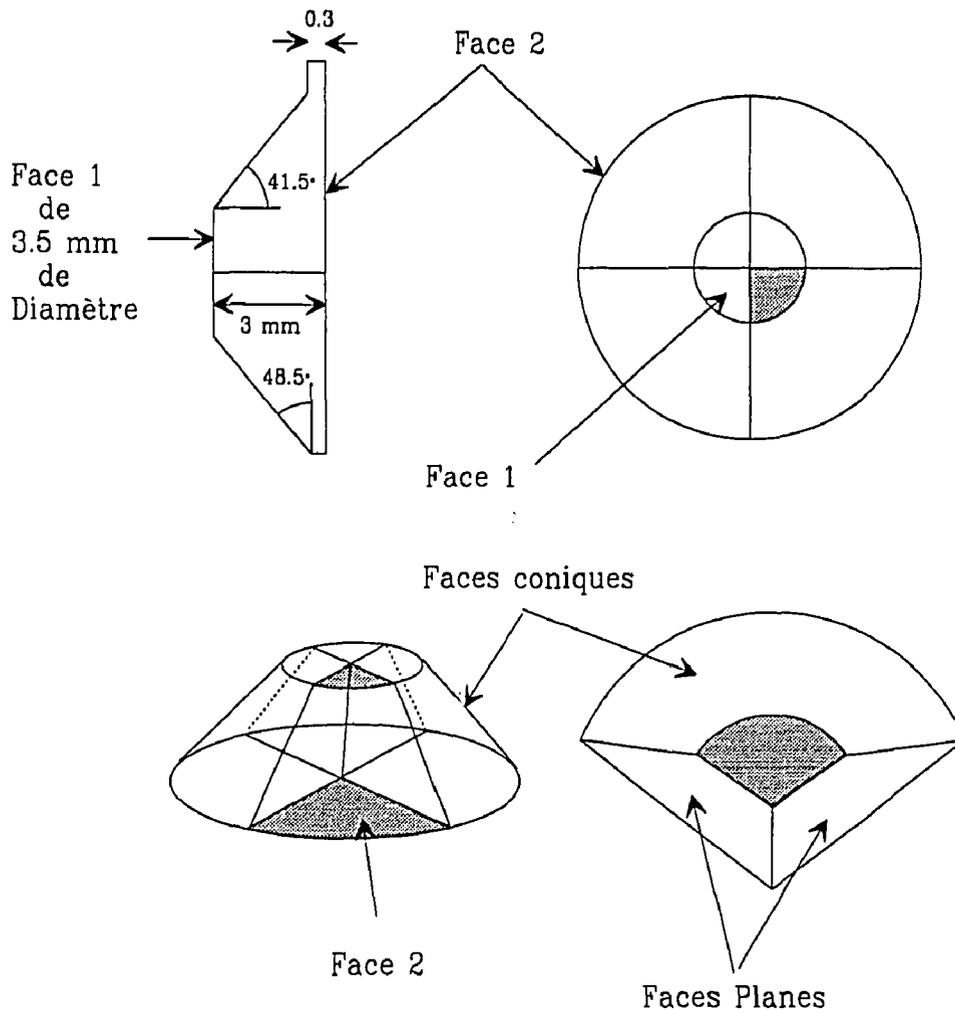


Figure 2.11: Détails des détecteurs Cerenkov à quartz.

### 2.5.3 Télescopes

Trois télescopes (un vertical et deux latéraux) comportant chacun trois scintillateurs pointent à 90 degrés vers la cible et sont utilisés pour contrôler en permanence la qualité du faisceau et plus précisément la proportion d'ions qui interagissent dans les cibles. Leur principale qualité est un faible taux de comptage et une réponse linéaire quelle que soit l'intensité du faisceau pour une cible donnée.

### 2.5.4 Chambres GANIL

Deux chambres proportionnelles à fils sont positionnées devant la cible et permettent le contrôle en ligne des profils horizontaux et verticaux (figure 2.12) du faisceau. Une précision de 0.25 mm a été obtenue grâce à l'utilisation de deux plans de fils au pas de 0.5 mm décalés de 0.25 mm.

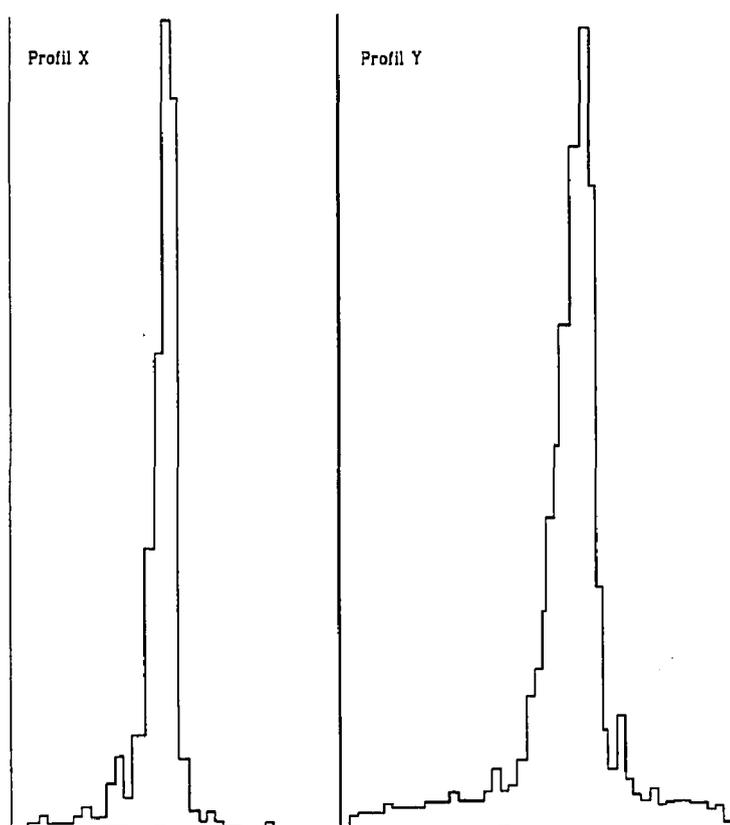


Figure 2.12: Profils du faisceau de soufre obtenu à l'aide des chambres GANIL. Un canal représente 0.25mm. La focalisation du faisceau a été réalisée sur les chambres et non sur les cibles.

### 2.5.5 Le détecteur d'interaction "OB"

Ce détecteur dénommé "OB" (Out of Beam), constitué de deux lames de quartz, est placé de part et d'autre de l'axe du faisceau et en aval de la dernière cible. Seules les particules secondaires issues d'une collision peuvent interagir dans les lames. Les signaux obtenus, rapides et de faible largeur, assurent la stabilisation en temps du trigger. Cette stabilisation est nécessaire du fait du taux de comptage élevé et donc de l'utilisation de portes d'analyse courtes de 20 ns. En effet le "trigger" dimuon est obtenu à partir des informations du spectromètre. Du fait des grandes dimensions du spectromètre les fluctuations en temps le "trigger" dimuon par rapport à l'instant de la collision sont importantes. Le "trigger" dimuon créé par la "boite magique" est donc stabilisé dans un premier temps par le signal "or.V\*PT". Ce signal est obtenu par la coïncidence entre le signal "OR. V" des sextants de  $R1$  et  $R2$  et les signaux "PT" fournis par la matrice de coïncidence [STA89]. Dans la nomenclature NA38 le "trigger" dimuon ainsi stabilisé est appelé TSJ. Ce "trigger" TSJ stabilisé par l'"OB" est appelé T0J (Trigger zéro jitter). Si le signal de l'"OB" est absent et qu'un trigger dimuon est produit, le trigger est alors TSJ.

Remarque : Dans la suite de ce document nous utiliserons les termes :

- "trigger T0J" pour les "triggers" stabilisés par l'"OB".
- "trigger TSJ" pour les "triggers" qui n'ont pas été stabilisés par l'"OB".



## **Chapitre 3**

# **Calorimétrie et Mesure d'énergie Transverse**

### 3.1 Objectif de la calorimétrie

Les caractéristiques et les performances du calorimètre électromagnétique construit et optimisé par l'équipe de Clermont-Ferrand ont fait l'objet de descriptions détaillées [CHA93][BAR93]. Les points importants pour la compréhension de la calorimétrie sont brièvement rappelés. L'acquisition des données en 1992 a été réalisée avec un faisceau d'ions  $^{32}\text{S}$  intense ( $10^8$  ions/burst). Les difficultés d'ordre technologique et d'analyse augmentant rapidement avec l'intensité, les solutions nouvelles adoptées et les progrès réalisés dans le domaine de la mesure de l'énergie dissipée au cours de la collision sont décrits.

Le premier objectif est de s'assurer que les interactions les plus violentes (collisions centrales) induisent une densité d'énergie supérieure à  $2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Obtenir cette valeur, d'un ordre de grandeur supérieur à celle de la matière nucléaire normale, est indispensable pour espérer créer un plasma de quarks et de gluons. Le spectre d'énergie transverse (figure 3.1) représente l'énergie dissipée par les particules neutres émises dans un domaine de rapidité  $\Delta\eta = [1.7, 4.1]$ .

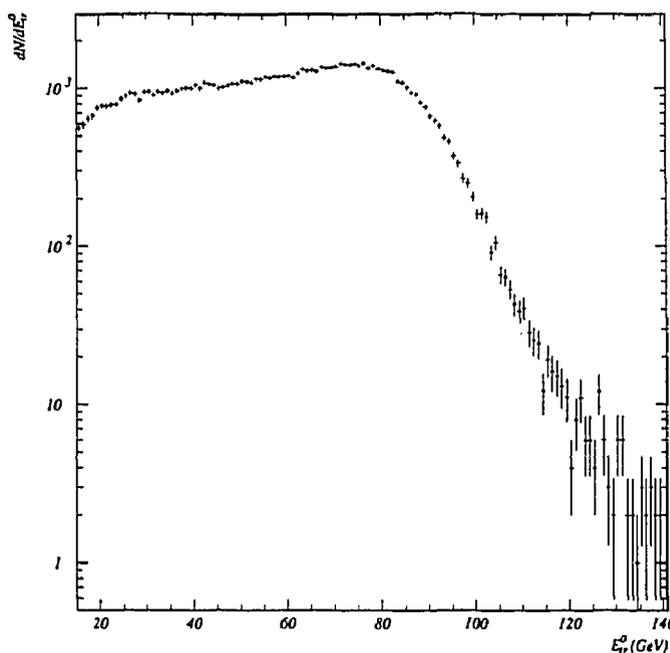


Figure 3.1: Spectre d'énergie transverse des particules neutres obtenu avec les données S-U 92 à 200 GeV/A pour un "trigger"  $\mu_+\mu_-$ .

La forme de ce spectre peut, de manière phénoménologique, être expliquée par un modèle géométrique développé pour décrire les collisions ( $^{16}\text{O} - ^{197}\text{Au}$ ) à 14.5

GeV/Nucléon (figure 3.2). La distribution  $E_{tot}^0$  peut être construite comme une somme de spectres  $p + Au$ . Le poids de chaque contribution est défini par la probabilité d'avoir 1, 2 ... 16 nucléons du projectile qui interagissent avec la cible. Un modèle géométrique est utilisé pour calculer le nombre moyen d'interaction correspondant au paramètre d'impact  $b$ . Une collision centrale apparaît comme la somme de collisions indépendantes (nucléon<sub>cible</sub>-nucléon<sub>projectile</sub>) mettant en jeu tous les nucléons du projectile.

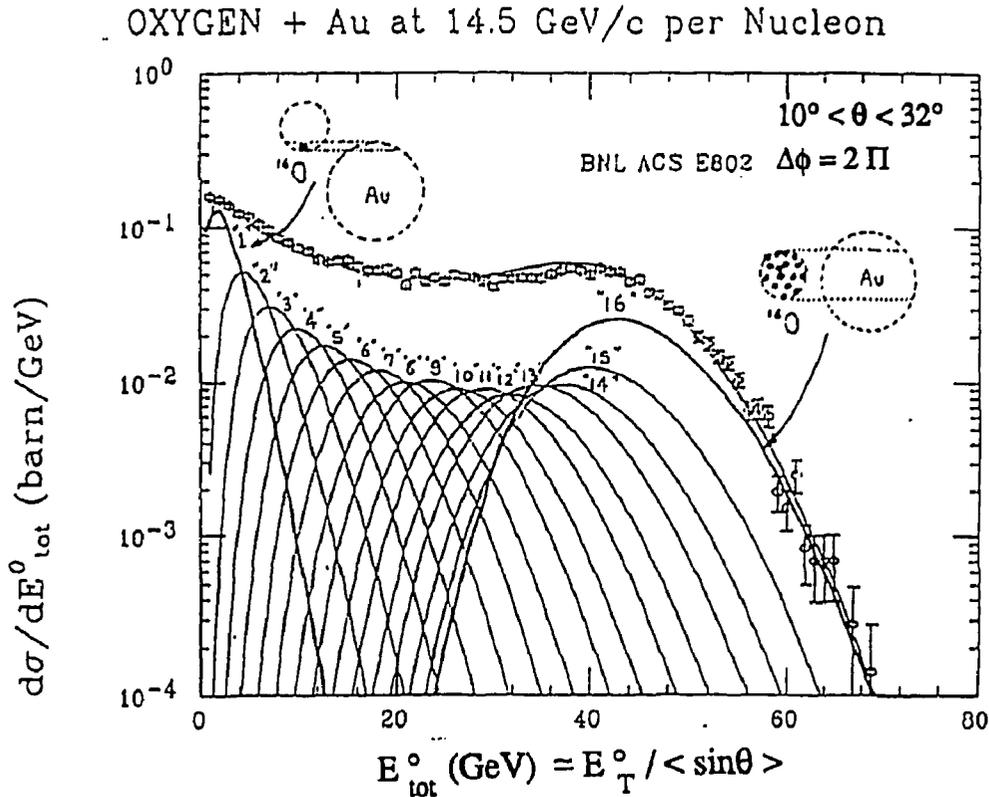


Figure 3.2: *Interprétation géométrique du spectre d'énergie transverse (extrait de [GIF88]).*

Cette méthode d'analyse a été appliquée pour étudier le spectre d'énergie des collisions  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  [BAG90]. L'essentiel des collisions centrales est localisé dans un domaine d'énergie transverse égal à  $90 \pm 11$  GeV (figure 3.1). Au delà de cette valeur la distribution  $dN/dE_{tr}^0$  décroît rapidement. Ce spectre  $E_{tr}^0$  est conditionné par le "trigger" dimuon. La probabilité de création d'un dimuon croît avec le nombre d'interactions (nucléon<sub>cible</sub> - nucléon<sub>projectile</sub>) et le déclenchement par des collisions périphériques ( $E_{tr}^0$  faible) est défavorisé par rapport aux collisions centrales.

Les variations de l'énergie  $\frac{\partial E_{tr}^0}{\partial \eta}$  avec la rapidité  $\eta$  sont illustrées par la figure 3.3 dans le cas de collisions centrales ( $E_{tr}^0 > 90$  GeV pour  $1.7 < \eta < 4.1$ ). L'énergie est maximum pour une rapidité  $\eta \simeq 2.5$  ce qui correspond à une rapidité nulle dans le centre de masse pour les collisions  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  à 200 GeV/A.

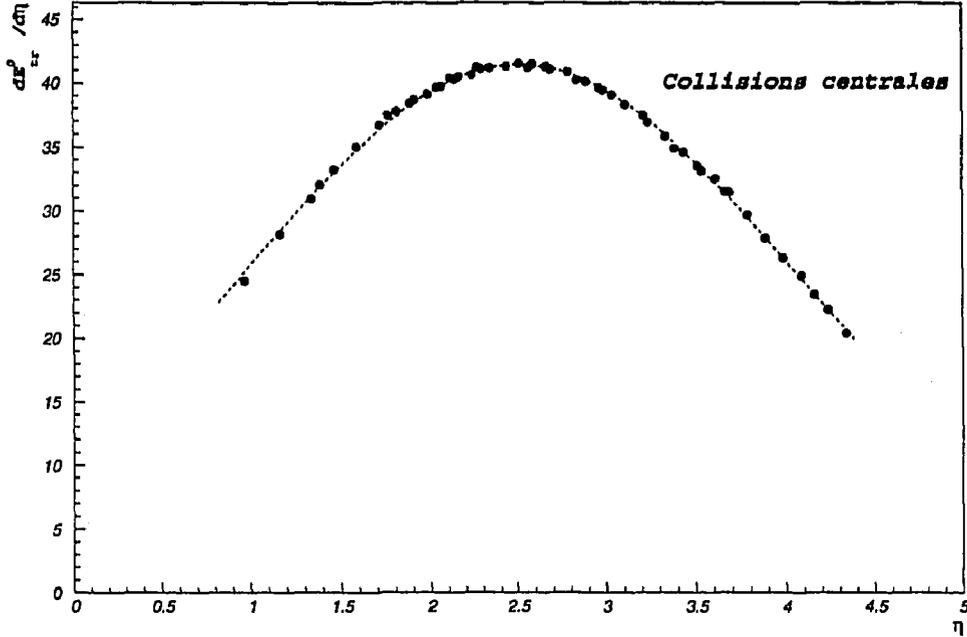


Figure 3.3: Distribution de l'énergie transverse neutre  $\frac{dE_{tr}^0}{d\eta}$  en fonction de la rapidité  $\eta$  ( $E_{tr}^0 > 90\text{GeV}$  pour  $\eta[1.7, 4.1]$ ). La courbe (pointillés) correspond à une approximation théorique de la forme  $\frac{\partial E_{tr}^0}{\partial \eta} \sim e^{-\frac{(\eta-\eta_0)^2}{2\sigma^2}}$  avec  $\eta_0 = 2.51$  et  $\sigma = 1.55$ .

Accéder au domaine de rapidité  $\Delta\eta = [1.7, 4.1]$  est nécessaire pour mesurer avec précision  $\left(\frac{\partial E_{tr}^0}{\partial \eta}\right)_{\eta_{CM=0}}$  et appréhender la densité  $\varepsilon$  estimée théoriquement par Bjorken. Cette densité est calculée au moyen de la relation [BJO83][TAN89] :

$$\varepsilon(b \simeq 0) = \frac{3}{\pi\tau_0 R_0^2 A^{\frac{2}{3}}} \left(\frac{\partial E_{tr}^0}{\partial \eta}\right)_{\eta_{CM=0}} \quad (3.1)$$

$b$  est le paramètre d'impact de la collision. La valeur généralement admise pour le temps de formation du plasma  $\tau_0$  est égale à 1 fm/c.  $R_0$  et  $A$  représentent respectivement le rayon des nucléons (1.2 fermi) et le nombre de masse du noyau projectile. Le facteur 3 tient compte du rapport  $R$  entre particules chargées et neutres choisi égal à 2. En conséquence  $E_{tr} = (1 + R)E_{tr}^0$ . Nous admettons que pour  $E_{tr}^0 > 90\text{GeV}$   $b$  est voisin de 0.

La valeur expérimentale  $\left(\frac{\partial E_{tr}^0}{\partial \eta}\right)_{\eta_{CM=0}}$  étant égale à 42 GeV, la densité d'énergie mise en jeu dans une collision centrale est alors estimée à  $2.8 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Ce résultat est en accord avec les mesures réalisées par les autres expériences CERN. Les densités d'énergie obtenues pour des collisions centrales ( $^{32}\text{S}$ - $^{184}\text{W}$ ) et ( $^{32}\text{S}$ - $^{197}\text{Au}$ ) varient entre 2.5 et  $3.3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ .

### 3.2 Calorimètre électromagnétique

Pour être significative la mesure de l'énergie transverse doit prendre en compte l'essentiel de l'énergie dissipée dans l'interaction. Ceci implique que le calorimètre doit avoir une acceptation en rapidité centrée autour de  $\eta = 2.5$  ( $\eta_{CM} = 0$ ). Le domaine  $\Delta\eta = [1.7, 4.1]$  permet de détecter (figure 3.3) 40% de l'énergie  $E_{tr}^0$ . A cet argument de qualité de mesure s'opposent les exigences de l'expérience qui impliquent que le calorimètre soit placé dans une région très proche de la cible. La place disponible entre cible et absorbeur est de l'ordre de 50 cm et le calorimètre couvre le domaine d'acceptance du spectromètre qui analyse les muons. Pour éviter de dégrader la résolution en masse des dimuons, il faut minimiser l'épaisseur du calorimètre qui est alors nécessairement de type électromagnétique. Enfin il n'est pas possible d'éloigner le calorimètre de l'ensemble des cibles. Les pions chargés qui accompagnent les dimuons (plusieurs centaines dans une collision centrale) doivent interagir le plus rapidement possible dans l'absorbeur du spectromètre (ou éventuellement dans le bloc convertisseur du calorimètre). Pour minimiser la création de fausses paires de muons, il faut impérativement limiter les désintégrations  $\pi^{+-} \rightarrow \mu^{+-} + \nu$ . Un mètre d'air entre les cibles et le calorimètre double le bruit de fond de l'expérience.

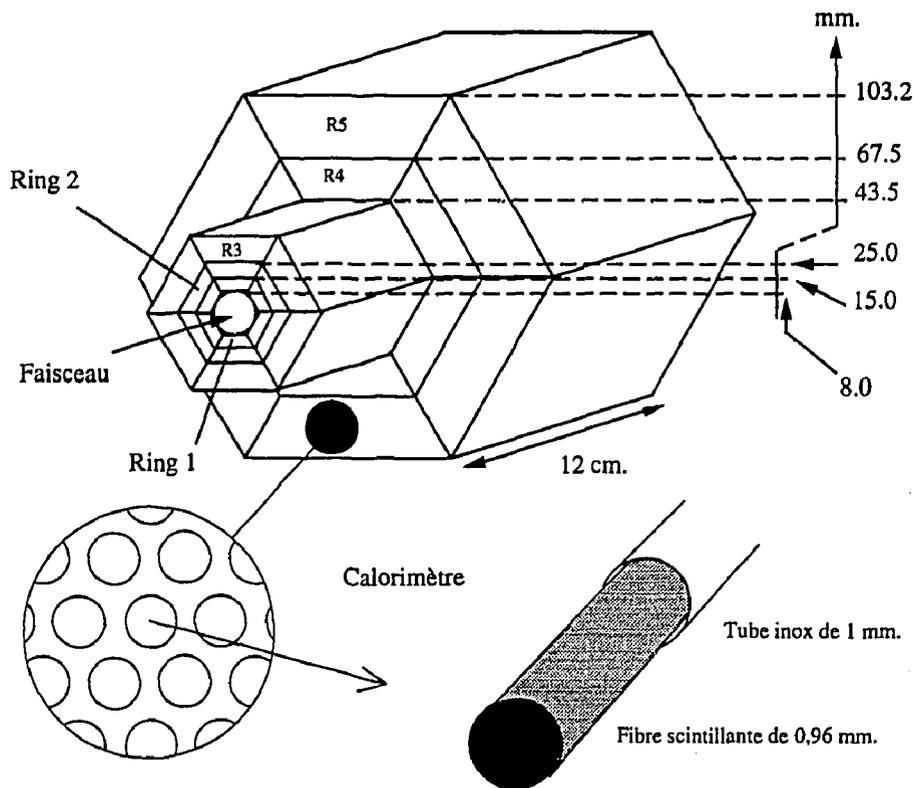


Figure 3.4: Schéma du bloc convertisseur du calorimètre électromagnétique.

Toutes ces exigences (dimension, localisation) ont conduit à réaliser un bloc convertisseur (plomb + fibres scintillantes) miniature dont la longueur est équivalente à 13 longueurs de radiation (figure 3.4). 85% de l'énergie d'un gamma émis dans l'acceptance du calorimètre est absorbée (le rayonnement  $\gamma$  est issu de processus de désintégration  $\pi_0 \rightarrow 2\gamma$  ou  $K_0 \rightarrow 2\gamma$ ). Les électrons secondaires créés au cours de la gerbification dans le plomb produisent de la lumière lorsqu'ils traversent les fibres scintillantes.

### 3.2.1 Mesure de l'énergie transverse

Mesurer une énergie transverse implique de collecter l'énergie dissipée par une gerbe électromagnétique mais aussi de connaître l'angle d'émission des particules. En effet l'énergie transverse neutre émise dans un domaine  $\Delta\eta$  s'écrit :

$$E_{tr}^0(\Delta\eta) \simeq \sin\bar{\theta} E^0(\Delta\eta) \quad (3.2)$$

$E^0$  représente l'énergie neutre émise dans l'intervalle de pseudo-rapacité  $\Delta\eta$  et  $\bar{\theta}$  est l'angle moyen correspondant à  $\Delta\eta$ . Cette approximation n'est valable que pour des  $\Delta\eta$  petits. La lecture du bloc convertisseur est donc subdivisée en cinq tranches d'angle, ou ce qui est équivalent en intervalles de pseudo-rapacité  $\Delta\eta \simeq 0.4$ . Chaque intervalle définit une couronne (ring) représentée figure 3.4. Chaque couronne est elle même subdivisée en six sextants pour des raisons mécaniques de réalisation et pour assurer une transmission efficace de la lumière produite dans les fibres scintillantes. La liaison avec les photomultiplicateurs est réalisée par l'intermédiaire de guides de lumière et de fibres optiques blanches. La transmission par fibre optique est utilisée pour la partie centrale du calorimètre (couronne 1,2 et 3). Chaque fibre scintillante de 0.96 mm est connectée à une fibre blanche gainée de 0.5 mm. Le positionnement mécanique des fibres de lecture situées face aux fibres scintillantes est réalisé par un gabarit assurant le centrage avec une précision de 0.1 mm. La transmission de la lumière pour les couronnes extérieures (couronne 4 et 5) est assurée par des guides en plexiglas. Compte tenu de la surface de collection de lumière, l'utilisation de fibres optiques était mécaniquement et financièrement déraisonnable. Ce système de lecture mixte a deux avantages :

- Les photomultiplicateurs sont éloignés de l'axe du faisceau et disposés radialement. Les photocathodes sont ainsi peu soumises au flux de particules chargées qui pourrait nuire à leur fonctionnement.
- Les dimensions longitudinales de l'appareil (bloc convertisseur et système de lecture) sont faibles. L'espace restant entre le calorimètre et l'absorbeur principal peut être comblé par un matériau absorbant les pions et limitant la diffusion coulombienne des muons.

La couronne interne a des dimensions latérales de l'ordre de 1 cm, ce qui correspond à la taille d'une gerbe électromagnétique, alors que les couronnes les plus extérieures ont des dimensions plus importantes.

Les informations provenant des photomultiplicateurs sont acheminées jusqu'à la salle d'acquisition par des câbles de 140 m à large bande passante . Les signaux sont alors remis en forme par un filtre passe haut passif. Après amplification (gain 5), ils transitent par une porte linéaire rapide (largeur 20 ns) avant d'être analysés par des convertisseurs analogiques-numériques (ADC).

Des simulations réalisées à l'aide du programme GEANT 3 ont permis de déterminer l'efficacité de mesure de chaque couronne en fonction de la pseudo-rapidity. Les figures 3.5 A) et B) montrent que pour une cible donnée et pour une valeur de la pseudo-rapidity plusieurs couronnes sont touchées par le développement de la gerbe électromagnétique.

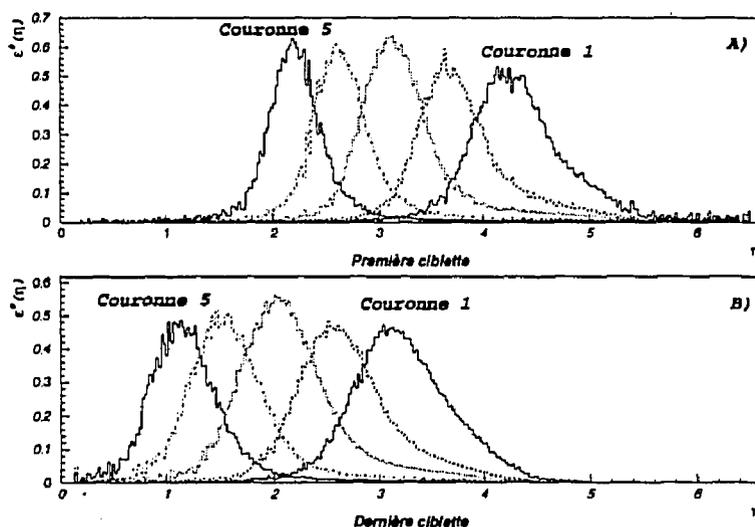


Figure 3.5: Efficacité  $\epsilon$  de mesure de l'énergie dans chaque couronne en fonction de la pseudo-rapidity  $\eta$  pour deux cibles.

En conséquence, l'énergie d'une particule est mesurée dans chaque couronne avec une efficacité qui dépend essentiellement de la position de son point d'impact (figure 3.5). S'il s'agissait de mesurer l'énergie d'une particule unique, les variations de l'efficacité  $\epsilon(\eta)$  avec la rapidité  $\eta$  entraîneraient une résolution en énergie transverse inacceptable. Pour s'affranchir de l'acceptance géométrique il faudrait se contenter de mesurer l'énergie totale dissipée sur l'ensemble du calorimètre. En réalité, dans des collisions centrales, chaque couronne reçoit un flux de  $N$  particules (de l'ordre de 100). Dans ces conditions, chaque couronne étant géométriquement définie par un domaine en rapidité  $\Delta\eta$ , l'énergie correspondant au flux de particules neutres émises dans ce domaine est mesurée avec une efficacité  $\langle \epsilon^0 \rangle$  définie par :

$$\langle \epsilon^0 \rangle = \frac{\sum_N \text{Energie neutre mesurée dans une Couronne}}{\sum_N \text{Energie neutre émise dans le domaine } \Delta\eta} \quad (3.3)$$

L'expression 3.3 peut s'écrire :

$$\langle \varepsilon^0 \rangle = \frac{\int_0^\infty \varepsilon^0(\eta) \frac{dE^0}{d\eta} d\eta}{\int_{\Delta\eta} \frac{dE^0}{d\eta} d\eta} \quad (3.4)$$

de la même manière, l'efficacité moyenne de mesure de l'énergie transverse neutre s'écrit :

$$\langle \varepsilon_{tr}^0 \rangle = \sin \bar{\theta} \times \frac{\int_0^\infty \varepsilon^0(\eta) \frac{dE^0}{d\eta} d\eta}{\int_{\Delta\eta} \frac{dE_{tr}^0}{d\eta} d\eta} \quad (3.5)$$

Pour chaque couronne  $c$  ( $c$  varie 1 de 5) une efficacité de mesure  $\langle \varepsilon_{tr}^{0,c} \rangle$  est calculée. La même étude a été réalisée avec des hadrons chargés ( $\pi^\pm, K^\pm$ ). En effet environ 25% des pions chargés interagissent dans le calorimètre et dissipent une faible partie de leur énergie. Une efficacité moyenne  $\langle \varepsilon_{tr}^{ch,c} \rangle$  de mesure de l'énergie des particules chargées est également déterminée par simulation. L'énergie transverse dissipée par la collision dans l'acceptance  $\Delta\eta$  du calorimètre électromagnétique peut donc s'écrire :

$$E_{tr} = (1 + R) \sum_{c=1}^5 \frac{E_{mes}^c}{\langle \varepsilon_{tr}^{0,c} \rangle + R \langle \varepsilon_{tr}^{ch,c} \rangle} \sin \bar{\theta}_c \quad (3.6)$$

$R$  est le rapport entre particules chargées et particules neutres,  $E_{mes}^c$  représente l'énergie mesurée dans la couronne  $c$  et  $\bar{\theta}_c$  est l'angle moyen correspondant au domaine  $\Delta\eta$  de la couronne  $c$ . La valeur  $R=2$  adoptée est celle généralement admise pour les collisions *proton - noyau*. Le choix de ce paramètre  $R$  n'est pas critique. Dans l'équation 3.6,  $R$  apparaît au dénominateur et au numérateur.  $\varepsilon_{tr}^{ch,c}$  étant sensiblement égale à  $0.3 \times \varepsilon_{tr}^{0,c}$  une sous-estimation de 20% sur la valeur  $R$  entraîne une erreur de 5% sur l'énergie transverse  $E_{tr}$ .

### 3.2.2 Résolution du calorimètre

Dans le cadre de l'expérience NA38, le calorimètre électromagnétique est utilisé pour mesurer le flux d'énergie transverse dégagé au cours de collision  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  et non pas l'énergie d'une particule. Par conséquent il faut préciser dans quel cadre la résolution est établie. La résolution sur la mesure de l'énergie d'une particule s'exprime généralement sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\alpha_e}{\sqrt{E}} + \beta_e \quad (3.7)$$

- $\alpha_e$  est le facteur de qualité d'échantillonnage du calorimètre.
- $\beta_e$  est représentatif des fluctuations introduites par la géométrie et l'acceptance du calorimètre.

La résolution intrinsèque a été obtenue à partir des expériences d'étalonnage en électron. Dans ce cas des électrons de 10, 20 ou 30 GeV sont envoyés au centre de chaque secteur parallèlement à l'axe des fibres. Les coefficients  $\alpha_e$  et  $\beta_e$  sont déterminés à partir des spectres électrons. Dans ces conditions, les fluctuations géométriques sont négligeables ou nulles. Les valeurs des coefficients varient suivant les couronnes mais  $\alpha_e$  est compris entre 18 et 20%. Par contre  $\beta_e$  est égal à 5.6% pour la couronne 1 et 0.28% pour la couronne 5 (la couronne 5 de grande dimension peut contenir une très large partie de la gerbe ce qui explique la faible valeur du terme  $\beta_e$ ).

La résolution sur la mesure de l'énergie transverse d'un flux de particules a été déterminée par simulation. La méthode consiste à générer des particules neutres et chargées qui sont alors regroupées pour reproduire la multiplicité d'une collision  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  à 200 GeV/nucléon. L'énergie transverse générée est alors comparée à l'énergie transverse calculée par la formule 3.6 [BAR93]. Cette étude a permis de montrer que la résolution varie en fonction de l'énergie transverse selon une loi de la forme :

$$\frac{\sigma_{E_{tr}^0}}{E_{tr}^0} = \frac{A}{\sqrt{E_{tr}^0}} \quad (3.8)$$

Une limite supérieure de la résolution peut être directement observée sur le spectre  $E_{tr}^0$  (figure 3.6).

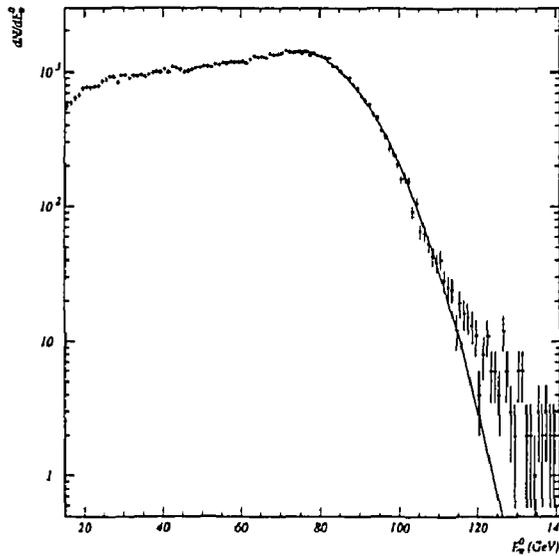


Figure 3.6: Ajustement par une gaussienne de la partie décroissante de la distribution de l'énergie transverse. Sur ce spectre toutes les coupures décrites dans la suite de cette thèse ont été appliquées.

En supposant que la décroissance exponentielle du spectre d'énergie transverse  $E_{tr}^0$  est due essentiellement à la résolution du calorimètre, la résolution expérimentale

obtenue est égale à 14%. Une part importante de la largeur de la dernière gaussienne du spectre d'énergie transverse est due aux fluctuations "physiques" présentées figure 3.2. Dans ces conditions la limite supérieure du coefficient  $A$  (équation 3.8) est 1.6. Ce coefficient  $A$  est donc vraisemblablement inférieur à cette valeur 1.6. Toutefois cette précision très pessimiste est encore parfaitement acceptable pour analyser la nature de la collision (plasma ou interaction nucléaire). En conclusion, notre calorimètre miniature détecte avec précision une énergie dans un volume inférieur à la dimension de la gerbe. En fait, pour mesurer l'énergie d'un flux de particules il suffit d'effectuer un échantillonnage sur chaque gerbe. La valeur moyenne de l'énergie ainsi mesurée est proportionnelle à l'énergie totale dissipée.

### 3.2.3 Vieillissement du calorimètre

Les conditions de prise de données sont suffisamment stables pour que l'énergie moyenne déposée dans le calorimètre soit constante au cours d'un "run"<sup>1</sup>. Cependant au cours d'une période de prise de données ( $\approx 20$  jours) le calorimètre reçoit une dose d'environ 0.4 Mrad. Les fibres scintillantes sont donc peu à peu détériorées (jaunissement) et le rendement lumineux diminue. Cet effet est d'autant plus important que les fibres sont proches de l'axe du faisceau. La figure 3.7 (en haut) permet de constater l'importance du vieillissement pour la couronne 1 : pour une même énergie moyenne dissipée au cours d'un run les valeurs moyennes mesurées par les ADC décroissent d'un facteur 3.

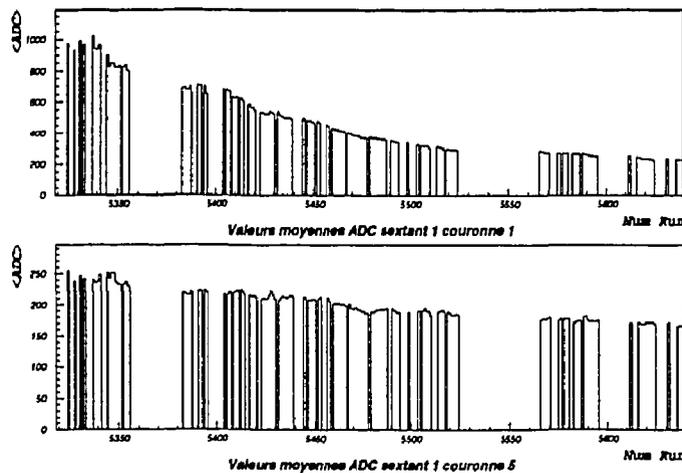


Figure 3.7: Evolution des valeurs moyennes des ADC au cours des runs En haut : pour un secteur proche de l'axe du faisceau (couronne 1). En bas : pour un secteur externe (couronne 5) (Ces valeurs sont corrigées de variation des hautes tensions des PM.).

<sup>1</sup>A chaque "run" correspond une bande magnétique sur laquelle sont enregistrées les informations relatives à environ 140000 événements. Chaque run porte un numéro ce qui permet de le localiser dans la période d'acquisition

Seule la couronne 1 est affectée de manière importante par ce phénomène. L'énergie transverse dissipée dans la couronne 4 au voisinage de  $\eta \simeq 4$  (figure 3.3) constitue une faible part de l'énergie  $E_{tr}^0$  mesurée. Le vieillissement de cette couronne est peu important.

La méthode utilisée pour corriger le vieillissement subi par chaque secteur du calorimètre électromagnétique en 1992 peut être résumée ainsi :

- Les 30 valeurs ADC correspondant à l'énergie moyenne mesurée par chaque élément du calorimètre sont corrigées des modifications de haute tension (HT) effectuées au cours de l'expérience. En effet, le gain de chaque photomultiplicateur est périodiquement réajusté pour compenser la dégradation des fibres et des PM. Une "loi des hautes tensions" permet de comparer des valeurs ADC obtenues pour des HT différentes. Cette loi est définie par étalonnage de l'ensemble de la chaîne de lecture. La courbe d'étalonnage est obtenue en envoyant un signal laser calibré sur la photocathode des PM. Ces mesures sont réalisées pour plusieurs hautes tensions. Ainsi les valeurs ADC sont données pour une même haute tension de référence (figure 3.7).
- Le vieillissement exponentiel est approximé par des portions de droites. La période d'acquisition de 1992 est découpée en 4 bandes. Dans chaque bande  $k$  ( $k = 1, 4$ ) l'évolution des valeurs moyennes en fonction du numéro de run  $n_{run}$  est ajustée par une droite telle que :

$$\langle ADC \rangle_k (n_{run}) = A_k \times n_{run} + B_k \quad (3.9)$$

$A_k$  et  $B_k$  sont des coefficients déterminés par l'ajustement. Pour chaque bande  $k$  un coefficient de vieillissement  $V_k$  fonction du numéro de run est alors calculé :

$$V_k(n_{run}) = \beta_k(n_{run} - n_k^0) + 1 \quad (3.10)$$

avec

$$\beta_k = \frac{A_k}{A_k \times n_k^0 + B_k} \quad (3.11)$$

$n_k^0$  est le numéro du dernier run de la bande  $k$ . Les coefficients de vieillissement de chaque bande  $k$  sont ensuite appliqués événement par événement à la mesure d'énergie définie par les ADC. Pour définir l'énergie transverse il suffit de multiplier les valeurs mesurées des ADC ainsi corrigés par les coefficients de calibration déterminés au cours de l'étalonnage réalisé avec un faisceau d'électrons d'énergie parfaitement connue.

La figure 3.8 illustre l'évolution des valeurs moyennes de l'énergie après correction de vieillissement pour les couronnes 1 et 5 du sextant 1. La méthode de correction du vieillissement et les lois de variation de gain des PM avec les hautes tensions élément par élément permettent d'obtenir une mesure de l'énergie déposée dans le calorimètre stable durant toute la période d'acquisition.

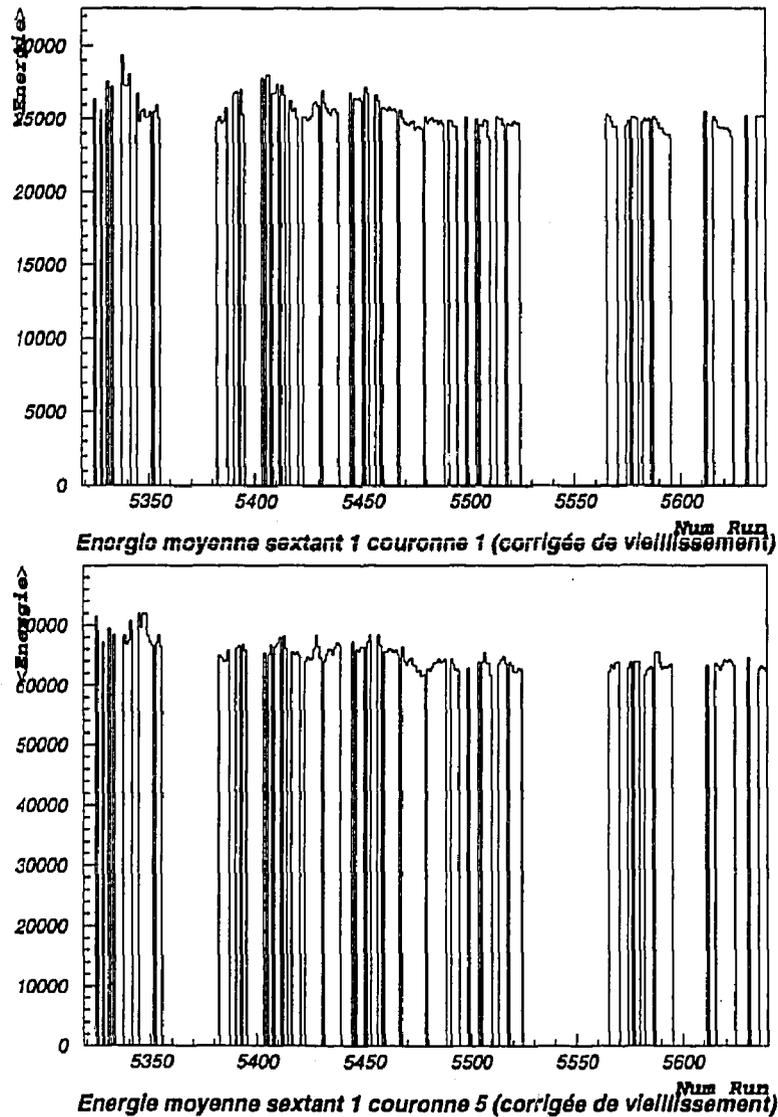
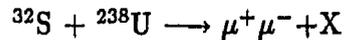


Figure 3.8: Evolution de l'énergie moyenne dissipée dans le calorimètre au cours des runs après correction du vieillissement En haut : pour un secteur proche de l'axe du faisceau (couronne 1). En bas : pour un secteur externe (couronne 5).

### 3.3 Problème de l'empilement

Rassembler un ensemble de données avec une statistique satisfaisante pendant une période d'acquisition limitée, impose de fonctionner avec l'intensité maximum du faisceau ( $8 \cdot 10^7$  à  $1.5 \cdot 10^8$  ions/burst). L'ensemble des cibles d'Uranium représente une épaisseur équivalente à 0.2 longueur d'interaction. A  $10^8$  ions par déversement,  $4 \cdot 10^6$  interactions par seconde sont en moyenne produites. L'analyse des événements est déclenchée par le "trigger" de l'expérience. Ce "trigger" est défini par le spectromètre qui sélectionne les paires de muons produites dans la réaction :



Toutefois, un ion fortuit proche du "trigger" peut également produire une interaction et la somme des énergies dissipées ("trigger" + fortuit) sera aveuglément prise en compte par le calorimètre. L'analyse analogique rapide des impulsions issues du calorimètre est réalisée en 20 ns, ce qui implique un danger d'empilement sur un intervalle de temps de l'ordre de 30 à 40 ns.

L'élimination de ces événements peut être réalisée par l'hodoscope faisceau ("BH"). Ce détecteur identifie et comptabilise les ions du faisceau un à un. Lorsque plusieurs ions sont présents sur l'intervalle de temps correspondant à l'analyse, l'événement est rejeté. Cette méthode simple et fiable est cependant trop discriminatoire. Deux ions incidents peuvent être présents dans la porte d'analyse : l'un d'entre eux correspond au "trigger" dimuon, mais la probabilité pour que l'ion fortuit produise une interaction est définie par la longueur d'interaction des cibles (de l'ordre 20%). L'essentiel des événements abusivement dénommés empilés serait en réalité parfaitement utilisable pour l'analyse. Compte tenu de l'intensité du faisceau utilisé en 1992 ( $10^8$  ions/burst) cette méthode devient très pénalisante.

La distribution en temps des ions incidents obéit à une loi de Poisson. Par contre, la probabilité  $P(n, \Delta t)$  de détecter  $n$  ions dans la porte d'analyse est conditionnée par le "trigger" qui impose qu'un ion au moins soit présent. Cette restriction  $P(0) \equiv 0$  implique :

$$P(n, \Delta t) = \frac{e^{-\rho \Delta t} (\rho \Delta t)^n}{n! (1 - e^{-\rho \Delta t})} \quad n \geq 1 \quad (3.12)$$

$\rho$  est la densité réelle moyenne d'ions qui est égale à  $4 \cdot 10^7 / \text{sec}$  pour une intensité de  $10^8$  ions par déversement. La largeur des signaux issus du calorimètre est de 15 ns et celle des portes linéaires est égale à 20 ns. Le risque d'empilement est donc possible sur une largeur  $\Delta t = 35$  ns. Dans ces conditions, le taux d'événements rejetés est de 54 %. Cette technique utilisant l'hodoscope "BH" rejette trop d'événements avec un faisceau aussi intense. En réduisant l'intensité par un facteur 2, le taux d'événements déclarés empilés serait égal à 31 %. La statistique effectivement disponible pour l'analyse est alors sensiblement constante quelque soit l'intensité du faisceau. Pour bénéficier d'une statistique élevée, il a donc fallu mettre au point une nouvelle méthode capable de rejeter les événements lorsqu'un ion fortuit a effectivement interagi avec une cible dans l'intervalle de temps  $\Delta t = 35$  ns. La densité d'interaction sur la cible est 5 fois plus

faible que la densité d'ions. Dans ces conditions, la probabilité d'empilement effectif mesuré par un détecteur d'interaction est égale à 13 % pour un faisceau intense ( $10^8$  ions/burst) au lieu de 54 % de rejet par l'hodoscope faisceau("BH").

### 3.4 Identification de l'empilement par le calorimètre

Il est donc impératif que le calorimètre détecte son propre empilement. Un système d'échantillonnage ultra rapide mesure l'amplitude du signal par intervalles de 10 ns décalés de 2 ns (figure 3.9).

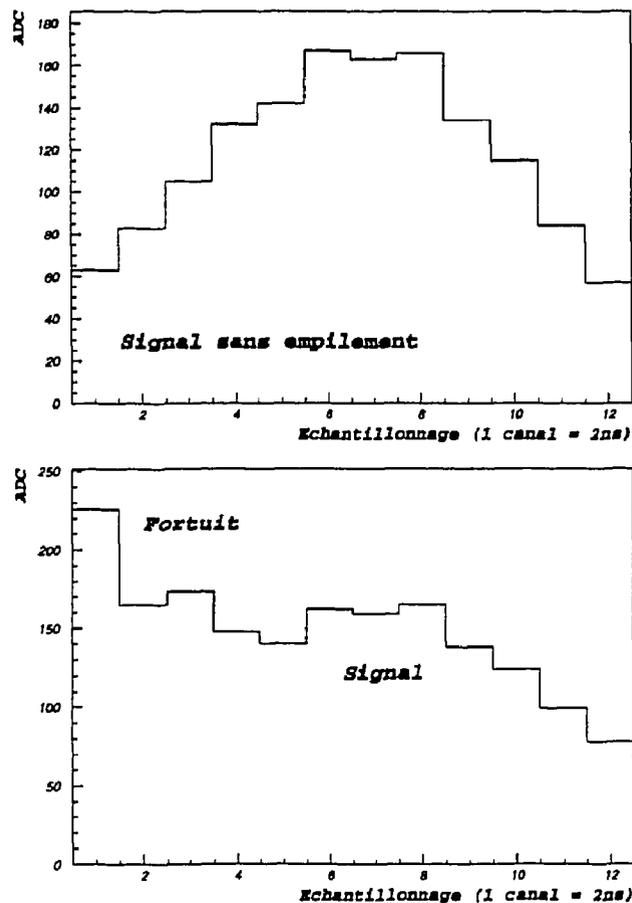


Figure 3.9: Différence de forme entre un signal dimuon sans empilement et un signal comportant une interaction fortuite décalée de 12 ns.

Lorsqu'un ion unique interagit avec une cible et produit un "trigger dimuon", l'amplitude du signal reçu par le calorimètre varie avec l'énergie dissipée, mais la forme et la position en temps du signal dans la porte sont immuables en l'absence de "Jitter" du "trigger" (Figure 3.9). Par contre, une interaction provoquée par un ion fortuit se traduit par un signal de même forme dont l'amplitude et la position en temps dans la porte d'analyse sont aléatoires. Le calorimètre perçoit alors un signal correspondant à la superposition de ces deux interactions (figure 3.9). L'analyse de forme permet d'identifier et de rejeter les événements empilés qui introduisaient une erreur systématique dans la mesure de l'énergie transverse.

### 3.4.1 Analyse de forme des signaux "calorimètre"

Simple dans son principe, l'analyse du signal par des portes décalées en temps (figure 3.10) se heurte à des difficultés technologiques : définir la forme d'un signal rapide lorsque la dynamique de l'amplitude est supérieure à 40 dB exige une linéarité difficilement maîtrisée. De plus, les signaux les plus faibles (figure 3.11) correspondant aux portes rapides d'échantillonnage de début et de fin du signal ne doivent pas être affectés par les fluctuations du piédestal et par le niveau continu du bruit de fond dû à la radioactivité intense qui règne dans la région cible.

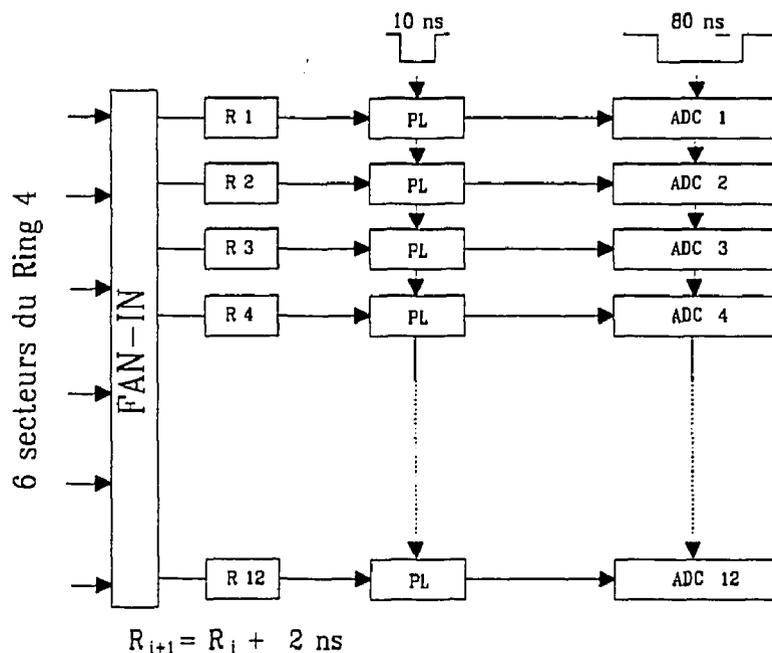


Figure 3.10: Schéma de principe de l'électronique utilisée pour la détection de l'empilement par le calorimètre.

Le meilleur compromis a été réalisé en découpant le signal calorimètre par 12 portes

de 10 ns de large décalées régulièrement de 2 ns (figure 3.11). Les signaux issus des six sextants de la couronne 4 (figure 3.10) sont additionnés linéairement. Cette couronne est choisie car elle correspond à la multiplicité maximale en  $\pi^0$  ( $\eta_{CM} \simeq 0$ ).

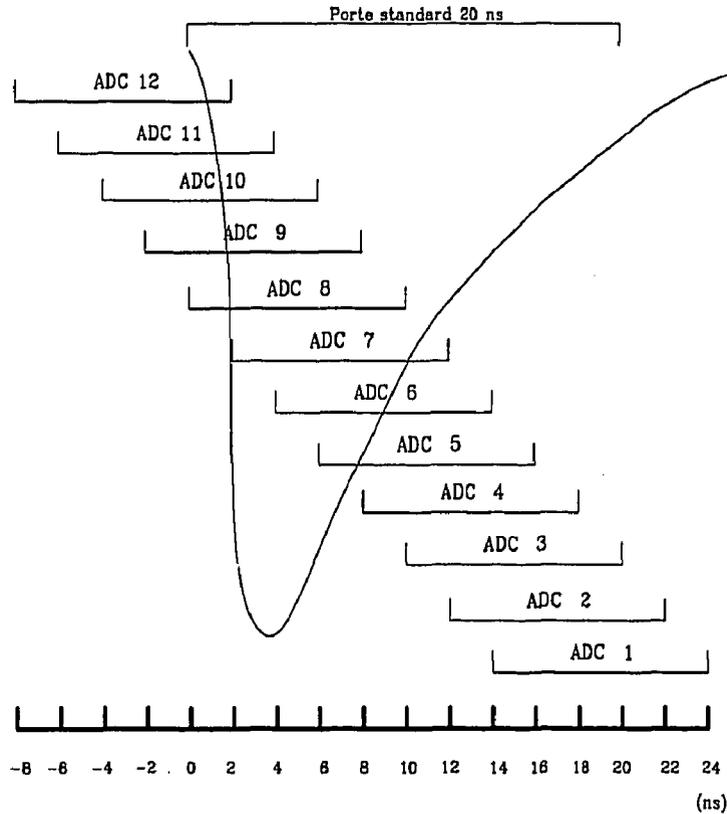


Figure 3.11: Principe de l'analyse en temps des signaux du calorimètre.

La méthode d'analyse consiste à comparer, pour chaque événement, la forme du signal à une référence caractéristique des événements non empilés. Dans une première étape, il faut normaliser l'amplitude du signal. La somme des signaux issus des 12 portes linéaires est proportionnelle à l'énergie reçue par le Ring 4. Un spectre de forme  $F(t)$  normé, indépendant de la nature des collisions, est donc défini par un échantillonnage en temps :

$$F_i(t) = \frac{A_i(t)}{\sum_{i=1}^{12} A_i(t)} \quad i = 1 \text{ à } 12 \quad (3.13)$$

$A_i(t)$  correspond à l'amplitude mesurée par la porte linéaire  $i$ . Par définition  $F(t)$  est normé ( $\sum_{i=1}^{12} F_i(t) \equiv 1$ ). Le spectre de référence  $Ref_i(t)$  ( $i = 1$  à  $12$ ) présenté figure 3.12 est obtenu en moyennant  $F_i(t)$  pour un lot d'événements sélectionnés par le détecteur faisceau ("BH") qui exclut strictement toute possibilité d'empilement.

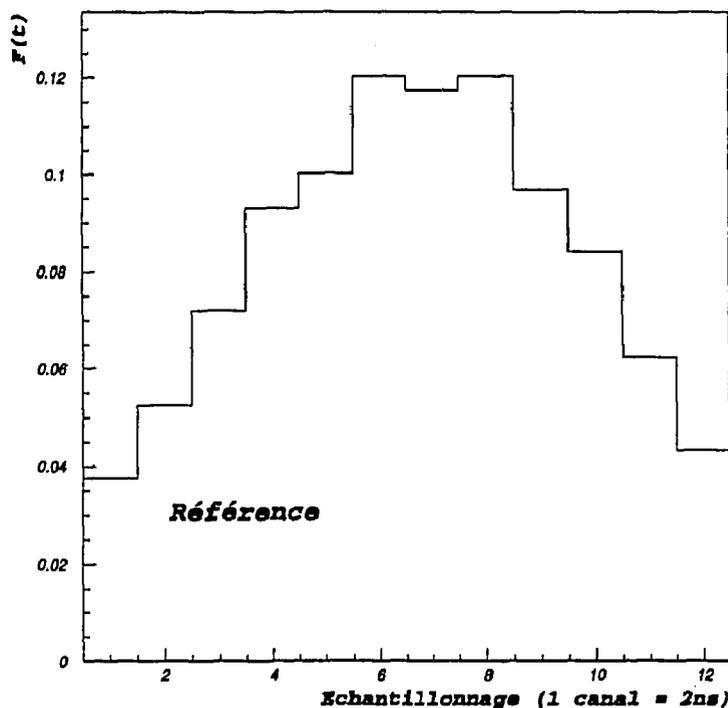


Figure 3.12: *Signal de référence du détecteur d'empilement calorimètre.*

Pour chaque événement, la distorsion éventuelle du signal est alors mesurée en estimant l'écart entre le signal "calorimètre" et la référence  $Ref_i(t)$  :

$$\chi^2 = \sqrt{\sum_{i=1}^{12} \frac{[F_i(t) - Ref_i(t)]^2}{Ref_i(t)}} \quad (3.14)$$

Cet estimateur de distorsion  $\chi^2$  attribue un poids constant à chaque point de mesure  $F_i(t)$ . Il doit être en principe nul pour des événements non empilés. Par contre, toute fluctuation en temps du "trigger" entraîne une augmentation de l'estimateur  $\chi^2$ .

---

<sup>2</sup>Le terme  $\chi^2$  a été choisi par analogie avec l'estimateur de qualité des méthodes d'ajustement. Dans le cas de l'empilement il s'agit d'une comparaison avec une forme de référence.

Pour bien appréhender la méthode de rejet de l'empilement, il faut comprendre ce que l'estimateur  $\chi^2$ , simple intermédiaire mathématique, signifie physiquement en termes de distorsion du signal par des ions fortuits ou en termes de fluctuation en temps du "trigger".

En présence d'une collision fortuite, le  $\chi^2$  augmente avec l'amplitude de ce signal parasite décorrélé du "trigger". La distorsion sera d'autant plus visible que le décalage en temps entre l'ion fortuit et le "trigger" est important. A l'inverse, lorsque les deux interactions sont synchrones, le signal résultant est identique à la référence et l'empilement sera indétectable. Les poids respectifs des interactions sont définis par deux amplitudes :  $S$  est l'amplitude du signal dimuon et  $F$  celle de la collision fortuite. Le taux de distorsion dû à l'empilement est défini par le paramètre :

$$\alpha = \frac{F}{F + S} \quad (\alpha \leq 1) \quad (3.15)$$

Si  $\Delta T$  représente le décalage en temps de l'ion fortuit par rapport au "trigger", l'estimateur de distorsion  $\chi^2$  sera proportionnel au produit  $\alpha \times \Delta T$  [BAR93] :

$$\chi^2 = K \times \alpha \times \Delta T \quad K = \frac{1}{4.18} \quad (3.16)$$

La constante de proportionnalité  $K$  est mesurée en sélectionnant un lot d'événements sans empilement (Hodoscope "BH"). Seuls les événements pour lesquels le "trigger" du spectromètre n'est pas stabilisé en temps (TSJ) ( voir chapitre 2 paragraphe 5.3) sont retenus. Pour chaque événement, la fluctuation ("jitter") en temps  $\Delta T$  du "trigger" par rapport au passage de l'ion incident dans une latte du "BH" est mesurée par un TDC. Dans ces conditions, le signal analysé peut être considéré comme provenant d'un événement totalement fortuit ( $\alpha = 1$ ) décalé d'un temps  $\Delta T$  et la constante  $K$  est alors égale à  $\chi^2/\Delta T$ .  $\chi_{ns}^2 = \chi^2/K$  exprimé en ns s'écrit alors :

$$\chi_{(ns)}^2 = \alpha \times \Delta T \quad (3.17)$$

$\chi_{ns}^2$  n'est plus un chiffre abstrait, mais il est le produit des paramètres physiques  $\alpha$  (taux de distorsion) et  $\Delta T$  (écart en temps) caractéristiques de l'empilement. Cette paramétrisation de  $\chi_{ns}^2$  en nanoseconde permet de comprendre ce que signifie le choix d'un seuil  $\chi_{ns}^2$  au delà duquel il existe un empilement. La distribution  $\chi_{ns}^2$  (Figure 3.13  $\chi_{ns}^2$  brut<sup>3</sup>) correspond à des événements sans empilement sélectionnés par l'hodoscope faisceau ("BH"). Placer un seuil  $\chi_{ns}^2 = 0.8ns$  permet de conserver la quasi intégralité de ces événements. Par contre, le choix de ce seuil implique que des événements faiblement empilés ne seront pas identifiés lorsque le produit des paramètres  $\alpha \times \Delta T$  est inférieur à  $0.8ns$ . A titre d'exemple, un ion fortuit décalé de 5 ns par rapport au "trigger" ne sera pas identifié lorsque le taux de distorsion  $\alpha$  est inférieur à 16%.

### 3.4.2 Correction de "Jitter"

La mesure des "temps de vol" sur l'hodoscope faisceau "BH" permet de connaître le temps de passage  $\Delta T$  de l'ion incident par rapport au "trigger". Une correction de

<sup>3</sup>Les correction mineures dues aux fluctuations de "trigger" seront explicitées au paragraphe suivant.

"jitter" peut être réalisée en posant :

$$\chi_{cor}^2 = \chi_{ns}^2 - |\Delta T| \quad (3.18)$$

L'effet de cette correction est illustré par la figure 3.13  $\chi^2$  corrigé de jitter. Les événements sélectionnés correspondent à un "trigger" stabilisé (T0J). La fluctuation en temps  $\Delta T$  est faible et la différence de forme entre  $\chi_{ns}^2$  brut et  $\chi_{ns}^2$  corrigée de jitter est négligeable. Le biais systématique qui affecte l'estimateur  $\chi_{ns}^2$  est de l'ordre de 0.1 ns. Pour l'essentiel la largeur du pic  $\chi_{ns}^2$  est due aux fluctuations et aux erreurs de mesure.

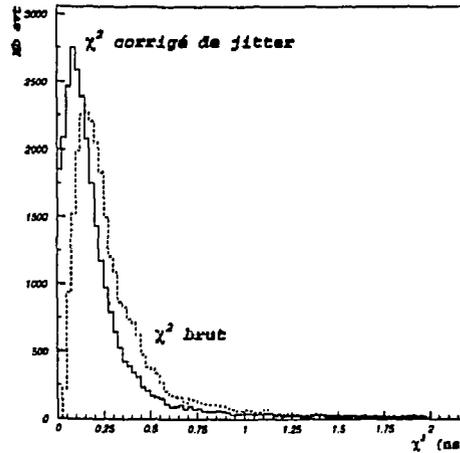


Figure 3.13: Estimateur de distorsion des événements non empilés faisceau (un seul ion détecté par le "BH") et dont le "trigger" est stabilisé(T0J).

Cette correction de "jitter" se justifie si le signal relatif à l'ion incident détecté par le "BH" et celui issu du calorimètre sont synchrones et fluctuent de manière identique dans la porte d'analyse déclenchée par le "trigger". Pour chaque événement l'amplitude du signal issu du calorimètre est échantillonnée en temps par 12 valeurs  $F_i(T)$  (équation 3.14). La position en temps du centre de gravité s'écrit :

$$T_{cal}(ns) = \frac{\sum_{i=1}^{12} i\Delta t_d \times F_i(t)}{\sum_{i=1}^{12} F_i(t)} \quad (3.19)$$

$\Delta t_d = 2$  ns est le décalage en temps des portes (figure 3.11). La valeur moyenne  $\langle T_{cal} \rangle$  est calculée en remplaçant dans l'équation précédente  $F_i(T)$  par  $\text{Ref}_i(T)$ . Les fluctuations en temps du signal calorimètre par rapport au "trigger" sont alors définies par :

$$\Delta T_{calo} = T_{cal} - \langle T_{cal} \rangle \quad (3.20)$$

Les fluctuations  $\Delta T_{cal}$  des événements ayant bénéficié de la stabilisation du "trigger" (T0J), sont présentées figure 3.14. La fluctuation moyenne  $\sigma(\Delta T_{cal})$  est égale à 0.25 ns. En conséquence, les corrections de "jitter" introduites dans l'équation 3.18 sont négligeables.

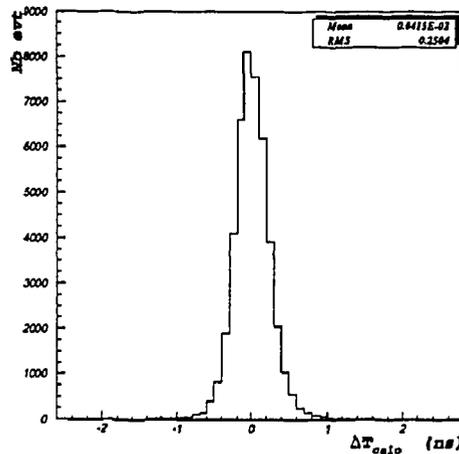


Figure 3.14: Fluctuations en temps du signal calorimètre par rapport au "trigger" stabilisé (T0J).

Par contre, 17% des événements n'ont pas bénéficié de la stabilisation en temps du "trigger". La figure 3.15 illustre la corrélation importante entre le décalage en temps des signaux issus du "BH" par rapport au "trigger" et ce même décalage de signaux calorimètre. La correction de "jitter" est justifiée et doit être réalisée.

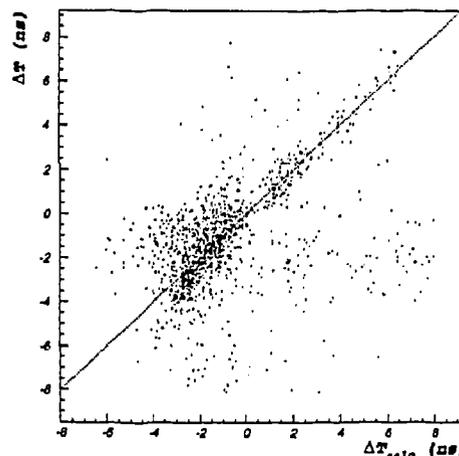


Figure 3.15: Corrélation entre les fluctuations en temps par rapport au "trigger" des signaux calorimètre et "BH" ("trigger" non stabilisé TSJ).

Les événements non corrélés sont dus pour l'essentiel à une faible efficacité du détecteur "BH" qui détecte un seul ion alors qu'un empilement a effectivement eu lieu. Les causes du dysfonctionnement de la stabilisation pour une haute intensité faisceau peuvent être dues à une inefficacité du détecteur d'interaction "OB". Le seuil de déclenchement de ce détecteur devait être élevé pour rester insensible au bruit de fond généré par la radioactivité intense qui régnait dans la région cible. Dans ces conditions, le flux de particules secondaires émises dans des collisions périphériques étant faible la lumière Cerenkov produite dans les lames de quartz était insuffisante pour déclencher le détecteur "OB". Par contre les collisions centrales produisaient un flux de lumière Cerenkov intense qui saturait l'électronique rapide et introduisait un temps mort. Dans ces conditions le "trigger" dimuon est non stabilisé, il est TSJ ("trigger" sans jitter). Les fluctuations en temps entre l'ouverture des portes et le signal "calorimètre" sont présentées figure 3.16. Ces fluctuations du "trigger" (TSJ) résultent essentiellement des imperfections des détecteurs et de l'électronique liée au spectromètre.

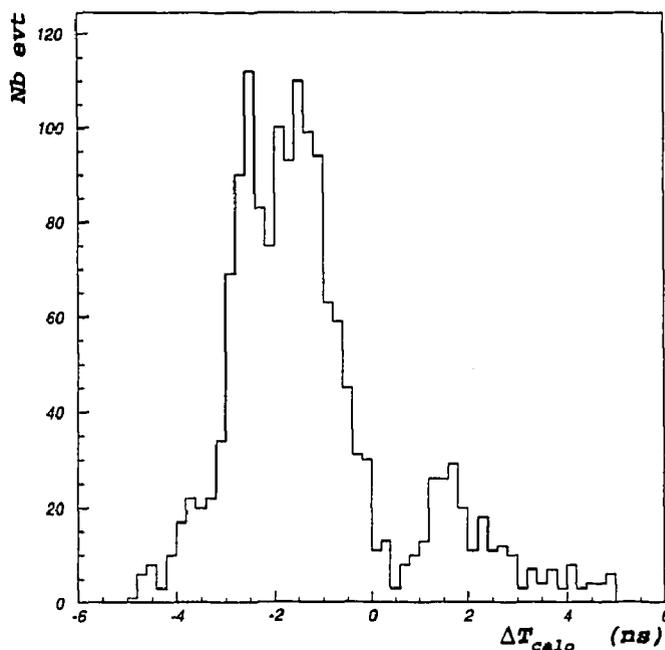


Figure 3.16: Fluctuations en temps du signal calorimètre par rapport à l'ouverture de la porte par le "trigger" ("trigger" non stabilisé TSJ).

Cette forme de distribution peut être expliquée par le principe même de la stabilisation du "trigger" TSJ. Les fluctuations de ce "trigger" peuvent être décrites par une gaussienne d'écart type  $\sigma = 1.8 \text{ ns}$ . Le "trigger" TSJ ouvre une porte de validation de 5 ns de largeur. Lorsque le signal stabilisé est présent dans cette porte le "trigger" est T0J. Dans la négative le "trigger" TSJ apparaît comme un "trigger" de secours.

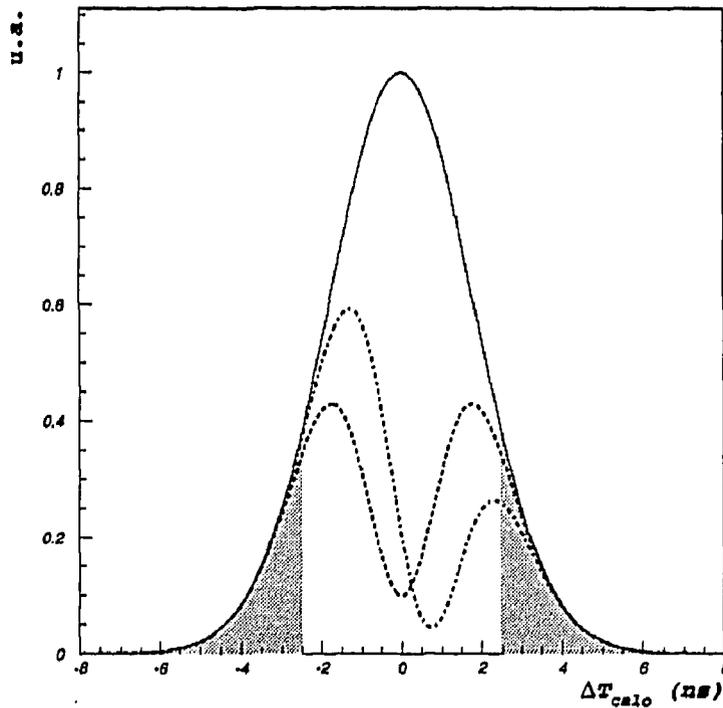


Figure 3.17: Principe de stabilisation du "trigger" .

En admettant une efficacité de 100% du détecteur "OB" La distribution TSJ est caractérisée par deux pics distants de 5 ns et extérieurs à la porte de validation (zones grisées de la figure 3.17). Par contre, une inefficacité "OB" se traduit par des événements TSJ présents à l'intérieur de la porte de 5 ns (courbe en tiret sur la figure 3.17).

La distribution temporelle  $\Delta T_{calo}$  présentée figure 3.16 correspond à une mise en coïncidence légèrement décalée de la porte de validation. Cette erreur de calage de 1 ns entraîne un déséquilibre des pics TSJ illustré par la figure 3.17.

Cette carence de stabilisation se traduit par un biais systématique important dans la mesure de l'estimateur de distorsion  $\chi_{ns}^2$  (figure 3.18). Le défaut peut être compensé par la correction de "jitter" précédemment décrite. Cependant il ne s'agit pas d'utiliser brutalement les mesures de temps TDC associées à chaque ion incident détecté par l'hodoscope "BH". La difficulté essentielle consiste à corriger correctement les fluctuations du "trigger" (TSJ). Compte tenu de l'inefficacité de l'hodoscope faisceau, l'information temps  $\Delta t$  correspondant à la fluctuation du "trigger" peut en réalité être une mesure de temps associée à un ion fortuit. Pour chaque événement, il est nécessaire de comparer l'information temps  $\Delta T_{calo}$  du calorimètre et celle des TDC de l'hodoscope "BH"  $\Delta t_{BH}$ .

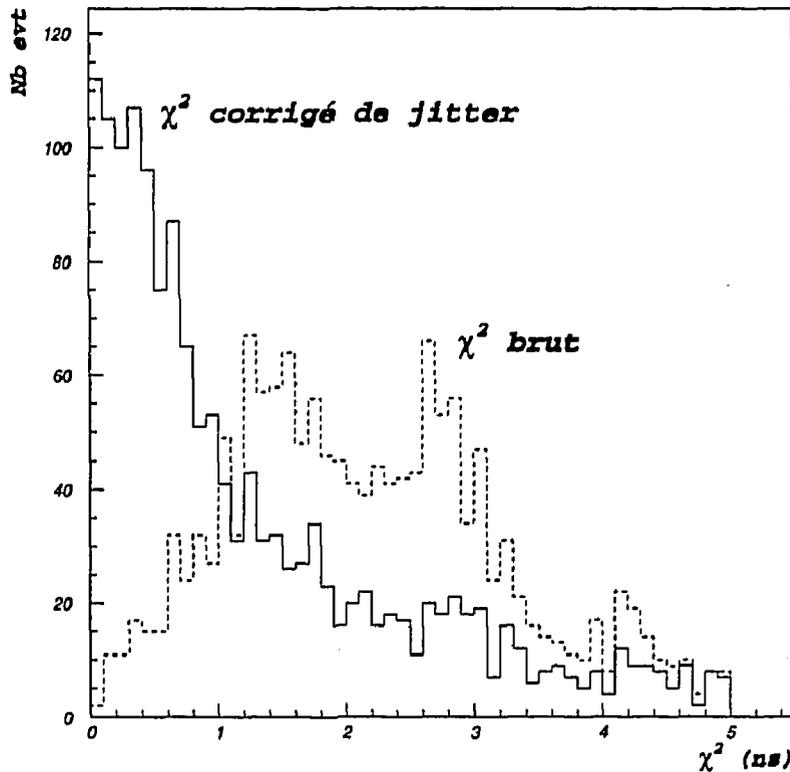


Figure 3.18: *Estimateur de distorsion des événements non empilés (pas d'empilement faisceau vu par le "BH") mais pour lesquels le "trigger" de secours a été utilisé (TSJ) (En pointillés sans correction de "jitter", Trait plein après correction de "jitter").*

Lorsque l'hodoscope "BH" fonctionne correctement le synchronisme de ces deux signaux est illustré par la figure 3.19. Si l'écart  $|\Delta t_{calo} - \Delta t_{BH}|$  est supérieur à 1.5 ns, ceci signifie que le "BH" a mal fonctionné ou que les informations calorimètre comportent un empilement. Dans ce cas la correction  $\chi_{ns}^2$  n'est pas effectuée.

Sur l'ensemble des événements pour lesquels la stabilisation du "trigger" n'a pas fonctionné, seuls 6% des événements non corrigés de "jitter" ont un  $\chi_{ns}^2$  inférieur à 0.8 ns (seuil au dessous duquel les événements sont considérés comme non empilés). Avec correction de "jitter" cette proportion devient égale à 31%.

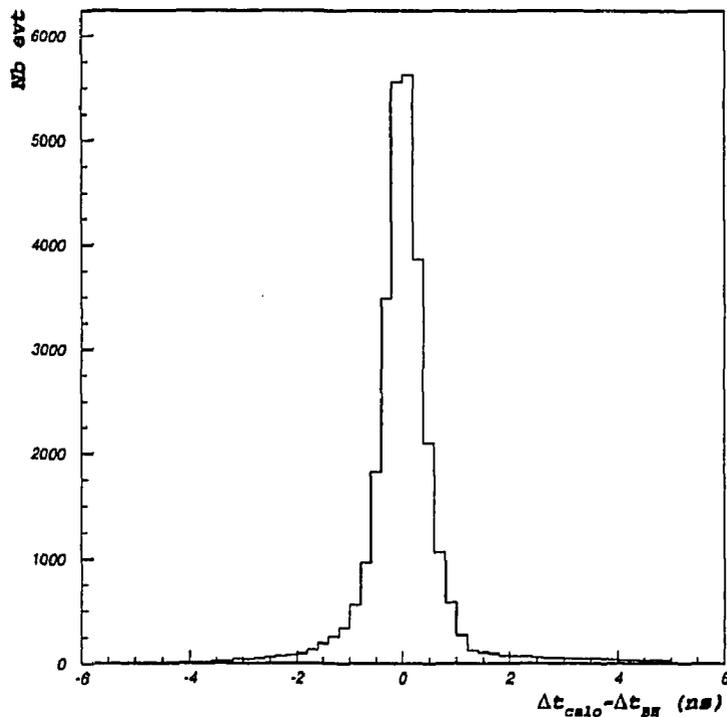


Figure 3.19: Différence de temps entre Signaux "calorimètre" et hodoscope faisceau "BH".

### 3.4.3 Bilan du rejet d'empilement par le calorimètre

Pour conclure cette étude portant sur le pouvoir de réjection de l'estimateur  $\chi_{ns}^2$ , le taux de distorsion  $\alpha$  est examiné sur un lot d'événements "Empilé-BH<sup>4</sup>" pour des valeurs de  $\chi_{ns}^2 > 0.8ns$  (événements empilés calorimètre) et pour des valeurs de  $\chi_{ns}^2 < 0.8ns$  (événements non empilés)

<sup>4</sup>"Empilé-BH" signifie que le détecteur de faisceau "BH" a détecté au moins deux ions.

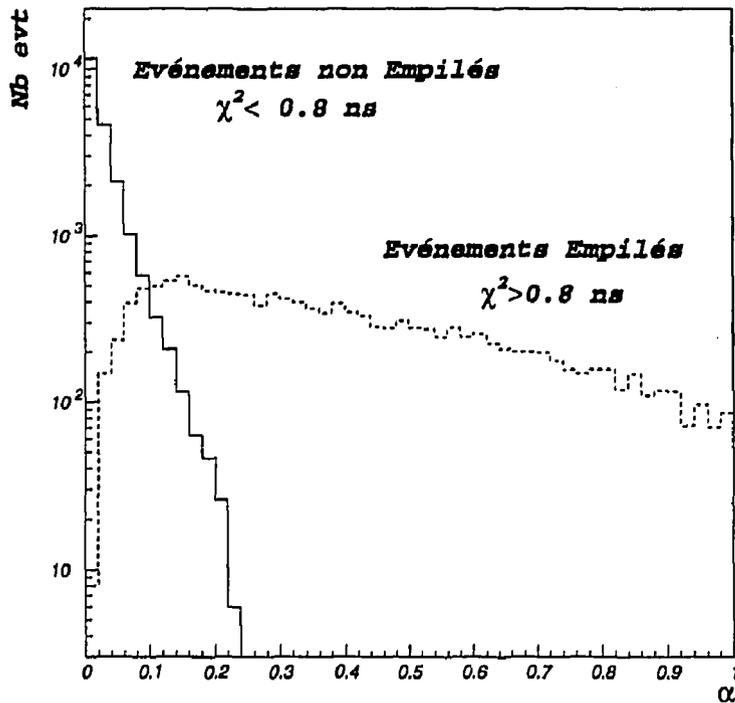


Figure 3.20: Taux de distorsion des événements "dits" empilés par le "BH".  $\chi_{ns}^2 < 0,8 ns$  événements reconnus satisfaisants par le calorimètre.  $\chi_{ns}^2 > 0,8ns$  événements rejetés par le calorimètre.

Lorsque deux ions ont été identifiés par l'hodoscope "BH", leurs positions en temps  $\Delta T_1$  et  $\Delta T_2$  par rapport au "trigger" sont mesurées avec une précision de 0.1 ns. L'ion fortuit a un décalage en temps  $\Delta T_{fortuit} = \Delta T_1 - \Delta T_2$ . Pour chaque événement, le taux de distorsion  $\alpha$  est égal à  $\chi_{ns}^2(ns)/\Delta T$ . Le seuil de réjection  $\chi_{ns}^2$  étant choisi égal à 0.8 ns, aucun événement retenu par le calorimètre,  $\chi_{ns}^2 < 0,8ns$  (figure 3.20 trait plein), ne subit une distorsion supérieure à 20% et les distorsions comprises entre 10% et 20% représentent  $10^{-3}$  de la population. Par contre, les événements rejetés ( $\chi_{ns}^2 > 0,8ns$ ) ont un taux de distorsion important. Ces événements correspondent à un signal effectivement empilé : les deux ions détectés par le "BH" ont interagi dans la cible (figure 3.20 pointillés).

Une autre manière d'illustrer la qualité du rejet d'empilement par le calorimètre consiste à comparer la distribution  $\chi_{ns}^2$  pour deux lots d'événements "empilés-BH" et "non empilés-BH". La figure 3.21 représente le spectre en  $\chi_{ns}^2$  de ces deux lots.

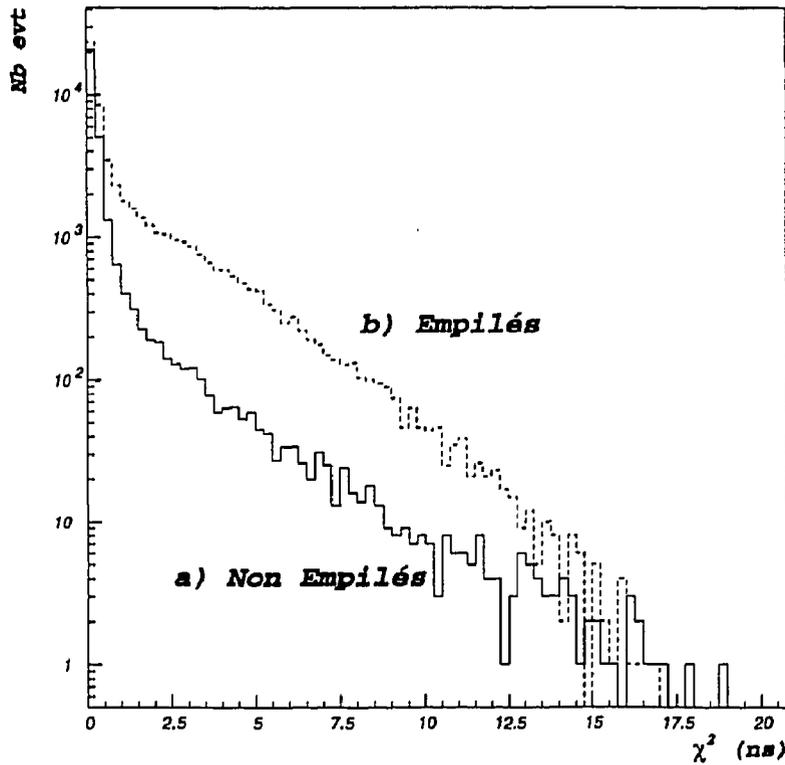


Figure 3.21: *Estimateur de distorsion  $\chi_{ns}^2$  pour deux lots d'événements sélectionnés par l'hodoscope faisceau "BH".*

Le spectre des "empilés-BH" comporte 80% d'événements pour lesquels l'ion fortuit n'a pas interagi avec la cible. Ce spectre en  $\chi_{ns}^2$  est donc la somme d'une composante d'événements effectivement empilés et d'un spectre  $\chi_{ns}^2$  identique en forme au spectre des événements non empilés illustré par la figure 3.21 a). Par soustraction, la distribution  $\chi_{ns}^2$  des événements réellement empilés pour lesquels deux ions ont effectivement interagi est présentée figure 3.22. Le choix du seuil n'est pas un paramètre critique. En choisissant  $\chi_{ns}^2 = 0.8ns$ , 88 % des événements non "empilés-BH" sont conservés et 85% des événements réellement empilés sont rejetés. Le lot d'événements réellement empilés qui est conservé (15%) est sans influence pour l'analyse de l'énergie transverse car l'étude précédente a montré que ces événements correspondent à un faible taux de distorsion (figure 3.20).

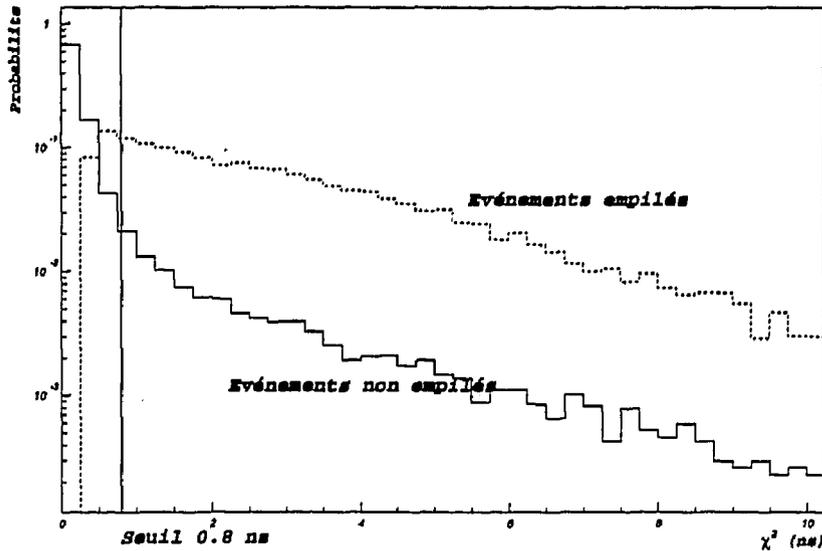


Figure 3.22: Avec un seuil de rejet  $\chi_{ns}^2 > 0.8 ns$ , 85% d'événements réellement empilés sont éliminés alors que seulement 12% d'événements catalogués non empilés par le "BH" sont rejetés.

### 3.4.4 Limites de fonctionnement de la méthode d'analyse de forme pour identifier l'empilement.

La méthode de rejet d'empilement par  $\chi_{ns}^2$  sur les informations issues du calorimètre est tributaire des détecteurs annexes utilisés ("BH" et "OB") et leurs dysfonctionnements éventuels pénalisent le rejet de l'empilement. Deux cas doivent être considérés :

1. Problème de la stabilisation du "trigger". Comme cela a été décrit précédemment, la stabilisation est réalisée par un petit détecteur Cerenkov ("OB") placé entre les cibles et le calorimètre. Les particules secondaires relativistes émises par la cible produisent un signal Cerenkov rapide synchrone des particules neutres ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ) absorbées par le calorimètre. Les fluctuations en temps entre ces deux signaux sont inférieures à 0.5 ns (figure 3.14) et la correction de l'estimateur  $\chi_{ns}^2$  n'est pas essentielle. Dans l'hypothèse d'un dysfonctionnement du détecteur faisceau "BH", l'information temps de vol  $\Delta t$  des ions incidents (TDC) peut être totalement ignorée. Le pouvoir de réjection de l'estimateur  $\chi_{ns}^2$  ne sera pratiquement pas perturbé. Avec un faisceau de  $10^8$  ions/burst, l'inefficacité du stabilisateur Cerenkov ("OB") était égale à 17%. Dans ces conditions, le "trigger" non stabilisé TSJ était utilisé. Les fluctuations en temps de ce "trigger" étant de

l'ordre de 2.5 ns (figure 3.16) l'estimateur  $\chi_{ns}^2$  devait être impérativement corrigé par l'information temps associée à chaque ion incident.

2. Fonctionnement de l'hodoscope faisceau "BH". A haute intensité, deux ions pouvaient être détectés simultanément sur une même lame scintillante de l'hodoscope, auquel cas l'information temps correspondait au passage du premier ion. La mesure du temps de l'ion générateur de la collision "dimuon" pouvait disparaître au profit d'un ion fortuit. D'autre part, les discriminateurs rapides détectant le passage d'ions introduisaient un temps mort (5 à 10 ns) qui éliminait aléatoirement des informations temporelles. Cette déficience de l'information temps, identifiée par la mesure  $\Delta T_{BH} - \Delta T_{calo}$  (figure 3.19) ne permet pas de corriger systématiquement le "jitter" important introduit par le "trigger" TSJ.

Un seuil de rejet 0.8 ns est imposé (estimateur  $\chi_{ns}^2$  corrigé ou non). Les pourcentages d'événements retenus pour l'analyse sont illustrés par le tableau 3.1. Un run particulièrement intense ( $1.2 \cdot 10^8$  ions/burst) a été analysé. Quatre scénarios doivent être envisagés :

1. Temps de vol "BH" et stabilisateur "OB" (TOJ) satisfaisants.
2. Temps de vol "BH" anormal mais stabilisateur "OB" satisfaisant (TOJ).
3. Temps de vol "BH" satisfaisant mais stabilisateur inefficace (TSJ).
4. Temps de vol "BH" anormal et stabilisateur inefficace (TSJ).

Evénements retenus		
	TOJ	TSJ
Temps de vol "BH" satisfaisant	92%	50%
Nb événements analysés	41840	6628
Temps de vol "BH" anormal	60%	3%
Nb événements analysés	31101	7982

Tableau 3.1: Sélection d'événements  $\chi_{ns}^2 < 0.8ns$ , taux d'événements retenus pour l'analyse.

Lorsque le faisceau se déverse correctement, la densité d'ions est momentanément stable et les deux éléments hodoscope "BH" et stabilisateur "OB" fonctionnent. Dans ces conditions optimum 92% des événements analysés sont retenus. Dans le cas inverse (faisceau structuré et déversement irrégulier) l'hodoscope "BH" et le stabilisateur ne sont plus utilisables et 3% des événements sont conservés.

Pour le même run ces résultats sont comparés à la sélection d'empilement réalisée par l'hodoscope "BH" (tableau 3.2).

Événements retenus		
	T0J	TSJ
Temps de vol "BH" satisfaisant	46%	14%
Nb événements analysés	41840	6628
Temps de vol "BH" anormal	31%	9%
Nb événements analysés	31101	7982

Tableau 3.2: Sélection d'empilement "BH", taux d'événements retenus pour l'analyse.

En conclusion, le détecteur d'empilement du calorimètre apparaît comme un outil fiable utilisable sans difficultés avec un faisceau intense. Sa faiblesse est son manque d'autonomie lorsque le "trigger" est mal stabilisé. L'expérience NA50 a pallié à cette carence. La stabilisation est réalisée par l'hodoscope faisceau qui est totalement indépendant de la nature des collisions sur la cible.

Pour confirmer, si besoin est, la qualité de la méthode de rejet d'empilement par le calorimètre, les spectres d'énergie transverse présentés (figure 3.23) illustrent l'importance de la distorsion. Le spectre C) correspond aux événements empilés qui sont éliminés de l'analyse. Cette population est particulièrement importante pour des énergies  $E_{tr}^0$  élevées correspondant aux collisions centrales. Les spectres A) et B) sont relatifs aux événements conservés dans l'analyse, le rejet de l'empilement étant réalisé soit par l'hodoscope "BH" (spectre A)) soit par le calorimètre (spectre B)). Ces deux techniques rejettent l'empilement avec une efficacité semblable mais le pourcentage d'événements disponible varie du simple au double entre les deux méthodes : 69% (calorimètre) et 35%("BH") des événements étudiés sont retenus.

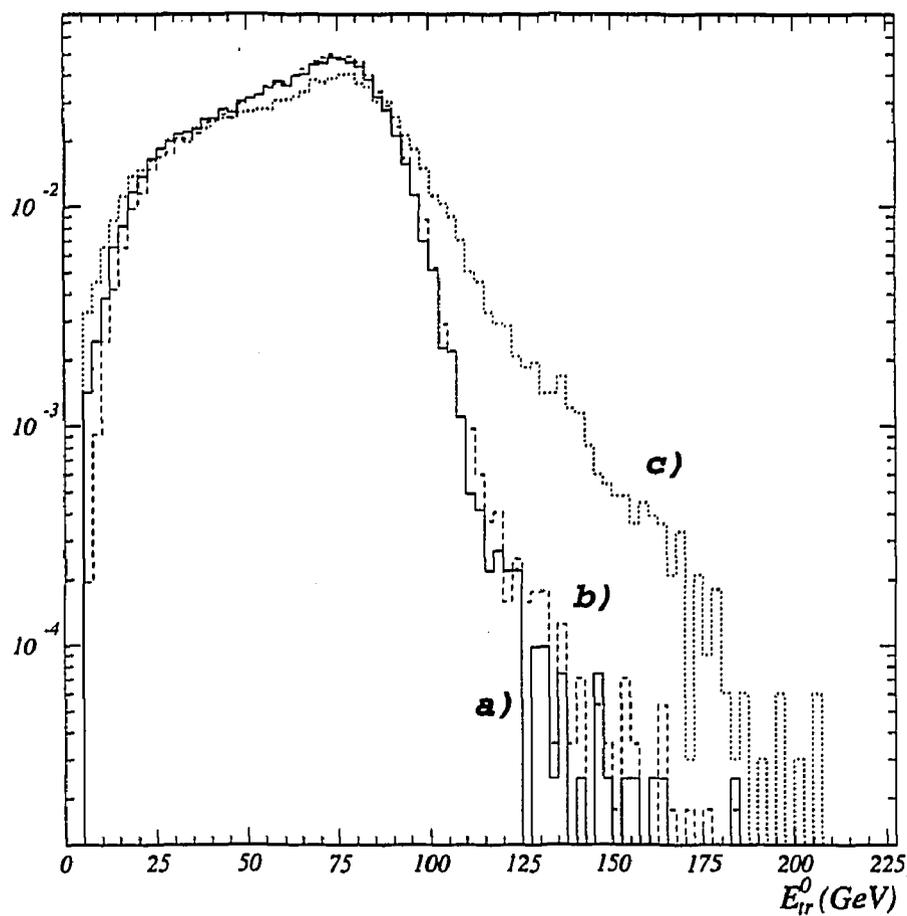


Figure 3.23: Les spectres d'énergie transverse sont normalisés à 1 : a) événements retenus par l'hodoscope faisceau "BH", b) événements sélectionnés par le calorimètre, c) événements empilés rejetés et identifiés comme empilés par le calorimètre.

## **Chapitre 4**

# **Analyse des données et Résultats**

## 4.1 Introduction

L'acquisition des données ( $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$ ) réalisée en 1992 a été statistiquement fructueuse. Justifier ce propos en indiquant le nombre d'événements enregistrés est un argument sans valeur. Seul importe le nombre d'événements effectivement utilisés dans l'analyse.

Le spectre de masse des dimuons obtenu en 1992 (figure 4.1) permet de chiffrer ce bilan statistique avec un nombre d'événements analysés et utilisables dans la zone de masse du  $J/\psi$ . Dans l'intervalle de masse  $2.7 \text{ GeV}/c^2 < M < 3.5 \text{ GeV}/c^2$ , 102 000 événements correspondant aux mécanismes  $J/\psi$ ,  $\psi'$ , Drell-Yan et charm  $D\bar{D}$  ont été utilisés. Dans les mêmes conditions de sélection, 28 000 événements avaient été obtenus en 1991. Le gain statistique en 1992 est multiplié par un facteur 3.6 .

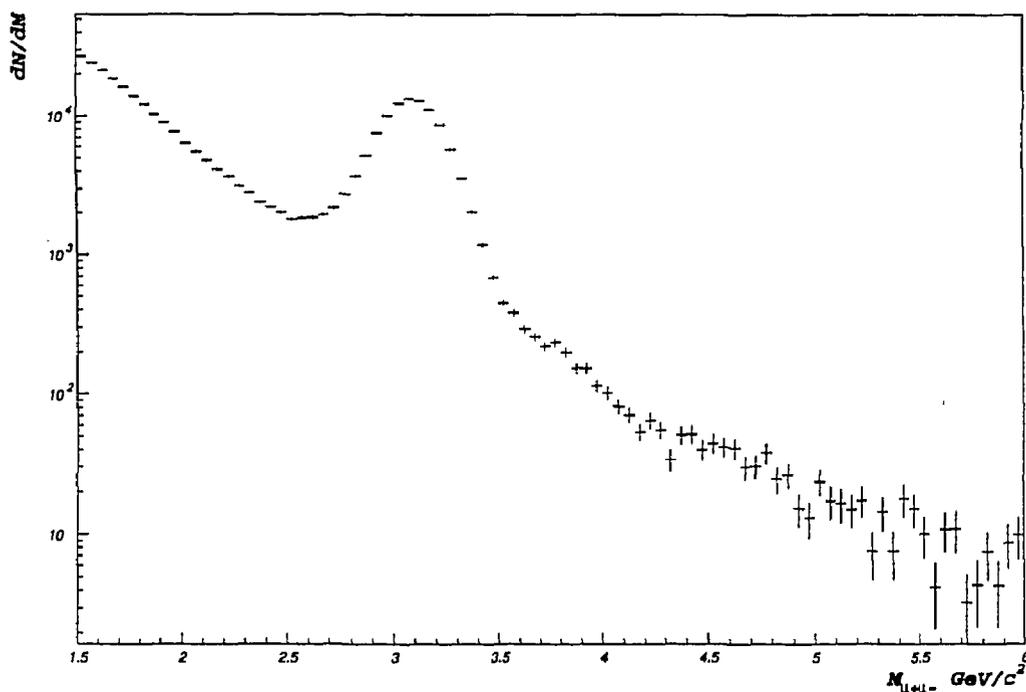


Figure 4.1: Spectre de masse des événements dimuons.

Notre analyse de données a pour unique motivation de mettre en évidence la suppression des résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$  et d'envisager la création d'un plasma de quarks et de gluons dans les collisions  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  à 200 GeV/A.

L'étude théorique a montré que la mesure des rapports des sections efficaces  $(J/\psi)/\text{Drell-Yan}$  et  $\psi'/\psi$  sont les quantités les plus sensibles à la création du plasma qui est vraisemblablement présent lorsque la densité d'énergie  $\epsilon$  engendrée par les collisions

est de l'ordre de 2 à 3 GeV/fm<sup>3</sup>. Le spectre d'énergie transverse neutre mesurée par le calorimètre (figure 4.2) permet de calculer cette densité d'énergie  $\epsilon$ . Lorsque l'énergie  $E_{tr}^0$  est supérieure à 80 GeV, les collisions  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  peuvent être considérées comme centrales et la densité d'énergie est alors supérieure à 2.2 GeV/fm<sup>3</sup>.

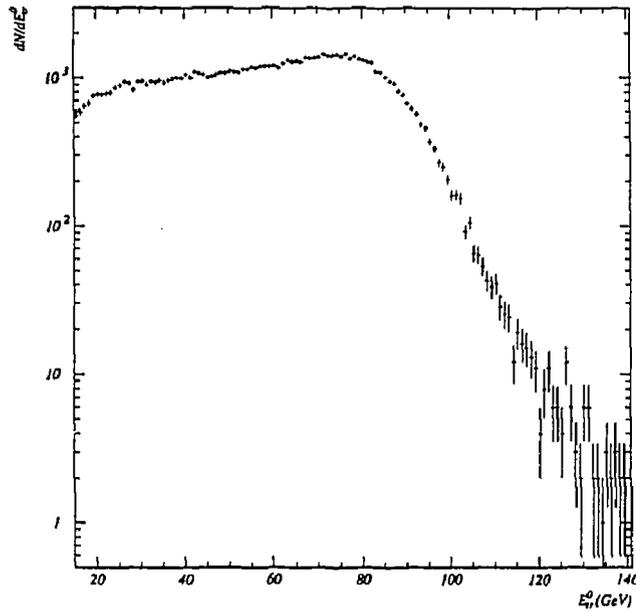


Figure 4.2: Spectre d'énergie transverse des données  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  collectées en 1992.

De manière plus précise, les spectres de masse du dimuon sont analysés par bande d'énergie  $\Delta E_{tr}^0$ . A chaque bande d'énergie (tableau 4.1), correspond une densité moyenne d'énergie  $\langle \epsilon \rangle$  et les rapports  $(J/\psi)/\text{Drell-Yan}$  et  $\psi'/\psi$  peuvent être étudiés en fonction de  $\langle \epsilon \rangle$ . Le spectre de masse dimuon a été analysé pour 4 bandes d'énergie. Ce découpage a été défini pour obtenir une même population  $J/\psi$  dans chaque bande.

Bande d'énergie (GeV)	$\langle E_{tr} \rangle$ (GeV)	$\langle \epsilon \rangle$ (GeV/fm <sup>3</sup> )
$15.0 \leq E_{tr}^0 \leq 40.2$	28.6	1.34
$40.2 \leq E_{tr}^0 \leq 59.9$	50.3	1.65
$59.9 \leq E_{tr}^0 \leq 76.0$	68.2	1.94
$E_{tr}^0 \geq 76.0$	86.1	2.33

Tableau 4.1: Bandes d'énergie transverse retenues pour l'analyse.

Les étapes de l'analyse sont les suivantes :

1. Le spectre de masse "signal dimuon" est épuré de toutes les contributions de bruit de fond :
  - L'élimination des événements empilés a été décrite dans le chapitre précédent.
  - La soustraction de la contribution des fausses paires de muons issus de la désintégration  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$  (ou  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ ) est illustrée par la figure 4.3. Une estimation précise des fausses paires  $\mu^+\mu^-$  est réalisée en tenant compte des paires de même signe ( $\mu^+\mu^+$ ) ou ( $\mu^-\mu^-$ ).

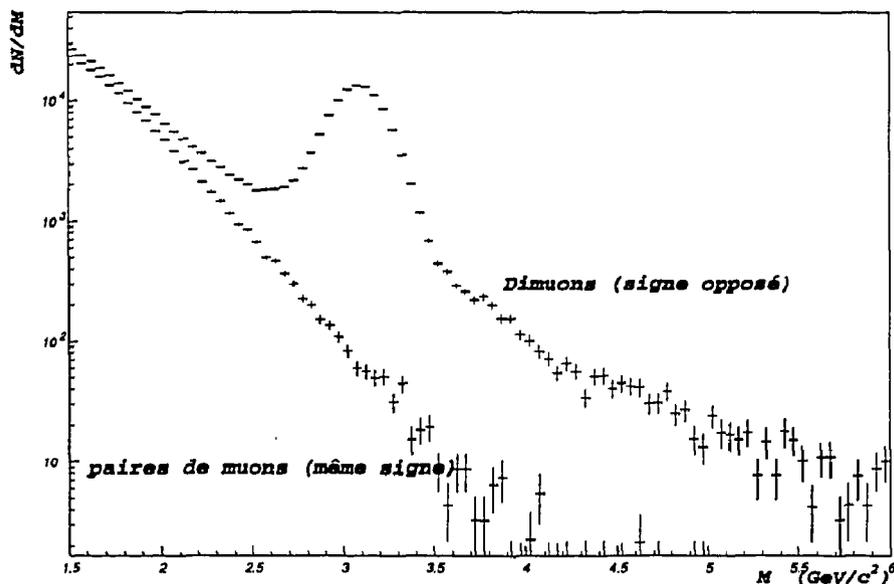


Figure 4.3: Spectres de masse des événements dimuons.

- Une source d'événements parasites générés par une "fausse cible" BO est localisée et une coupure destinée à éliminer ces événements est mise en œuvre.
  - Les doubles interactions dans les cibles (réinteraction des fragments du projectile incident) ont été étudiées [ALI88][HAR91] et éliminées.
  - Un certain nombre de "run" dont les spectres d'énergie transverse sont anormaux ont été rejetés.
2. Une approche analytique de la forme expérimentale des pics de résonance  $J/\psi$  et  $\psi'$  est méthodiquement effectuée. La comparaison avec des spectres simulés justifie cette technique.

3. Les distributions en masse dues aux mécanismes de Drell-Yan et de Charme ouvert  $D\bar{D}$  sont simulées. Les formes analytiques de ces deux contributions sont alors déterminées.
4. Les effets de l'appareillage sur chaque résonance ou mécanisme se désintégrant en dimuon sont évalués.
5. Lorsque chaque mécanisme  $J/\psi$ ,  $\psi'$ , Drell-Yan et  $D\bar{D}$  est correctement appréhendé, l'ajustement des spectres de masse, quelle que soit l'énergie transverse, est réalisé par la méthode du maximum de vraisemblance.
6. Les quantités  $\frac{N(\psi)}{N(\text{Drell-Yan})}$  et  $\frac{N(\psi')}{N(\psi)}$  sont étudiées en fonction de  $E_{tr}^0$ . Les sources d'erreurs pouvant affecter les rapports sont systématiquement discutées.
7. Les rapports des sections efficaces  $(J/\psi)/\text{Drell-Yan}$  et  $\psi'/\psi$  sont présentés en fonction de l'énergie transverse et de la densité d'énergie.
8. Enfin les rapports des sections efficaces  $\psi'/\psi$  sont donnés en fonction de la longueur d'absorption nucléaire. Cette présentation est particulièrement intéressante car elle permet de comparer l'évolution de ces rapports en *proton - noyau* (p-p, p-d, p-W, p-U) et *noyau - noyau* (S-U).

## 4.2 Elimination des contributions parasites

### 4.2.1 Rejet des fausses paires de muons

#### 4.2.1.1 Estimation du bruit de fond

Parmi les paires de muons de signe opposé (OS) qui ont provoqué le déclenchement de l'acquisition, un nombre important n'est pas issu d'une résonance ( $J/\psi$  ou  $\psi'$ ) ou des mécanismes de Drell-Yan et  $D\bar{D}$ . En effet, dans les collisions  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$ , un grand nombre de mésons  $\pi^\pm$  et  $K^\pm$  sont produits. Ces particules, malgré la présence d'absorbeur, peuvent par désintégration engendrer des muons :

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \\ K^\pm &\longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu\end{aligned}$$

L'association fortuite d'un  $\mu^+$  et d'un  $\mu^-$  constitue une "fausse" paire qu'il faut éliminer de l'analyse (bruit de fond). La contribution de ces "fausses" paires est estimée à partir du nombre de paires de même signe. En effet, le déclenchement de l'acquisition se produit lorsqu'un dimuon est détecté quel que soit le signe de chaque muon. Un nombre important d'événements pour lesquels les deux muons sont de même signe est enregistré sur bande (figure 4.3). La méthode d'estimation du bruit de fond (décrite en détail dans les références [SIN88][PAP91][CHA93]) à partir des paires de muons de même signe (Like Sign) peut être résumée ainsi :

Soient  $N^+$  et  $N^-$  le nombre de  $\mu^+$  et de  $\mu^-$ ,  $A^{++}$ ,  $A^{--}$  et  $A^{+-}$  les acceptances intégrées

des paires  $\mu^+\mu^+$ ,  $\mu^-\mu^-$  et  $\mu^+\mu^-$ . Le nombre de paires  $\mu^+\mu^+$ ,  $\mu^-\mu^-$  et  $\mu^+\mu^-$  s'écrit alors :

$$N^{++} = \frac{N^+(N^+ - 1)}{2} \times A^{++} \quad (4.1)$$

$$N^{--} = \frac{N^-(N^- - 1)}{2} \times A^{--} \quad (4.2)$$

$$N^{+-} = N^+N^- \times A^{+-} \quad (4.3)$$

Le nombre de "fausses" paires  $N_{bdf}^{+-}$  de signe opposé est alors égal à :

$$N_{bdf}^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \frac{A^{+-}}{\sqrt{A^{++}A^{--}}} \quad (4.4)$$

L'utilisation de la coupure "image" permet de s'affranchir du terme  $\frac{A^{+-}}{\sqrt{A^{++}A^{--}}}$ . Pour chaque muon reconstruit, un programme de simulation calcule la trace de ce même muon s'il avait un signe opposé. Lorsque le muon simulé de signe opposé est accepté par l'appareillage, l'événement est conservé. Dans ces conditions :

$$A^{++} = A^{--} \quad (4.5)$$

$$(A^{+-})^2 = A^{++}A^{--} \quad (4.6)$$

L'expression du nombre de "fausses" paires  $N_{bdf}^{+-}$  se simplifie et s'écrit :

$$N_{bdf}^{+-} \simeq 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (4.7)$$

Une étude détaillée montre que les acceptances  $A^{++}$ ,  $A^{--}$  et  $A^{+-}$  dépendent du signe du champ magnétique dans l'aimant. Pour cette raison le signe du champ est régulièrement inversé au cours de l'expérience et le nombre de "fausses" paires  $N_{bdf}^{+-}$  est calculé à partir de la formule :

$$N_{bdf}^{+-} = 2 \left( \sqrt{N_{ch+}^{++}N_{ch+}^{--}} + \sqrt{N_{ch-}^{++}N_{ch-}^{--}} \right) \quad (4.8)$$

Les indices  $ch+$  et  $ch-$  indiquent le signe du champ magnétique. Le bruit de fond est donc estimé à partir "d'expériences indépendantes" par l'étude des dimuons de même signe.

#### 4.2.1.2 Soustraction du bruit de fond

La méthode décrite précédemment présente l'inconvénient de sous estimer le bruit de fond pour les faibles statistiques (si l'un des comptages  $N^{++}$  ou  $N^{--}$  est nul,  $N_{bdf}^{+-}$  est nul). La figure 4.4 illustre la distribution du bruit de fond lorsque  $\langle N^{++} \rangle = \langle N^{--} \rangle = 2$ . Les distributions des fausses paires sont poissonniennes. Par contre l'opération mathématique  $2 \times \sqrt{N^{++}N^{--}}$  introduit une loi de distribution non centrée telle que 25% des événements bruit sont alors nuls (zone grise de la figure 4.4). Cette difficulté est contournée en réalisant un ajustement des quatre spectres de masse (LS) par des fonctions exponentielles (figure 4.5).

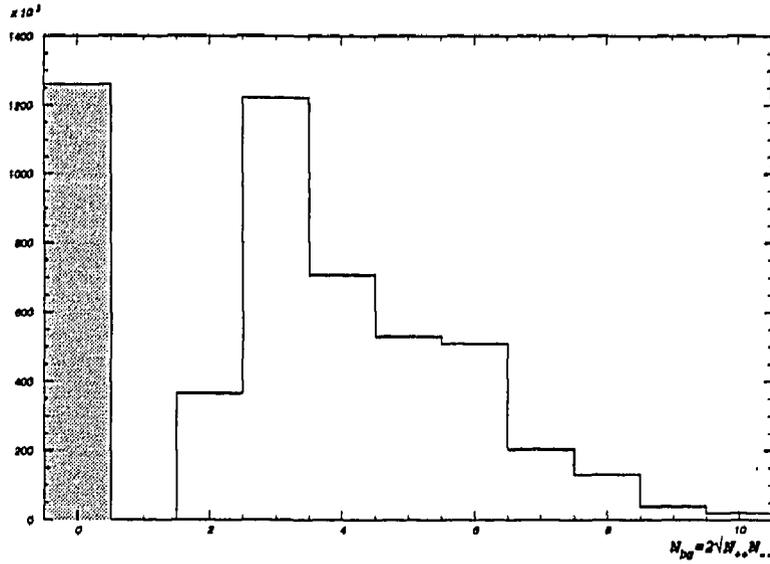


Figure 4.4: Distribution du bruit de fond calculé par la relation  $2\sqrt{N^{++}N^{--}}$  à partir de deux distributions poissoniennes  $\langle N^{++} \rangle$  et  $\langle N^{--} \rangle$  centrées sur 2.

Les lois de la désintégration des mésons ne dépendant pas de leur charge électrique, pour des conditions cinématiques identiques, une particule  $\mu^+$  a la même trajectoire dans un champ magnétique positif qu'une particule  $\mu^-$  dans un champ magnétique de même intensité mais de signe opposé. Les paires de muons  $\mu^+\mu^+$  créées en champ (+) obéissent donc à la même loi de distribution en masse que les paires de muons  $\mu^-\mu^-$  créées en champ (-). Les trajectoires de ces muons convergent vers l'axe de l'aimant. Les spectres de masse sont ajustés par les fonctions :

$$\frac{dN_{ch+}^{++}}{dM} = B_{ch+}^{++} e^{-M} \times \beta_{conv} \quad (4.9)$$

$$\frac{dN_{ch-}^{--}}{dM} = B_{ch-}^{--} e^{-M} \times \beta_{conv} \quad (4.10)$$

$B_{ch+}^{++}$  et  $B_{ch-}^{--}$  représentent des termes d'amplitude et  $\beta_{conv}$  la pente de l'exponentielle. Ces trois paramètres sont déterminés par un ajustement simultané des spectres de masse des paires de muons  $\mu^+\mu^+$  créées en champ (+) et des paires de muons  $\mu^-\mu^-$  créées en champ (-). Cette paramétrisation des spectres de masse est réalisée de la même manière avec les paires de muons divergents ( $\mu^+\mu^+$  en champ (-) et  $\mu^-\mu^-$  en champ (+)) afin de déterminer les paramètres  $B_{ch-}^{++}$ ,  $B_{ch+}^{--}$  et  $\beta_{div}$ . La figure 4.5 représente les spectres de masse des paires de même signe sur lesquels sont superposées les fonctions issues des ajustements.

Remarque : La borne inférieure de l'analyse est fixée à  $1.9 \text{ GeV}/c^2$ . Pour des masses plus faibles les lois exponentielles reproduisent mal les spectres de masse (LS).

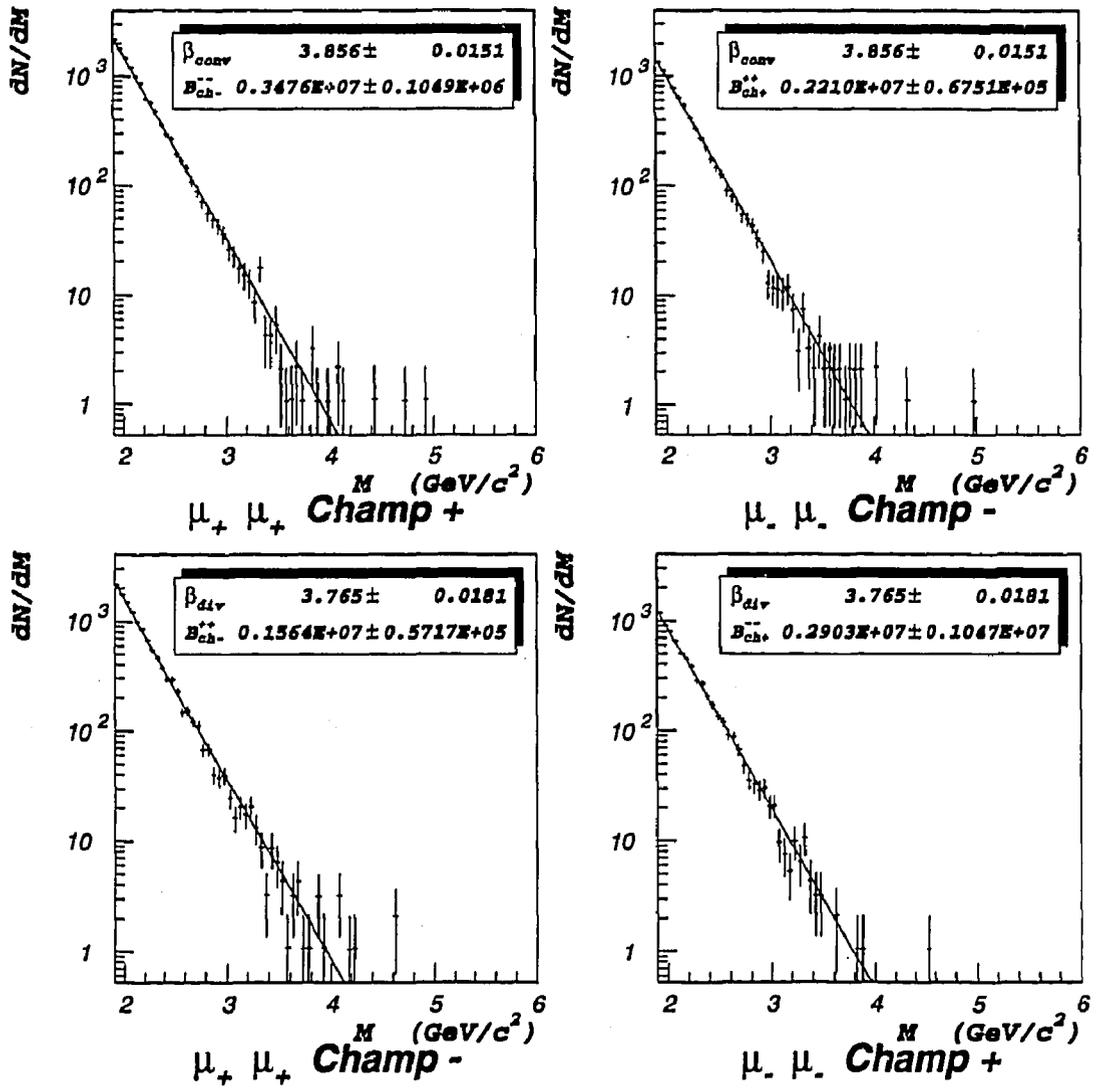


Figure 4.5: Ajustement des quatres spectres de masse des dimuons de même signe (Like Sign).

La fonction bruit de fond due aux "fausses" paires (obtenue à partir des équations 4.8, 4.9 et 4.10) s'écrit :

$$\frac{dN_{bdf}^{+-}}{dM} = F_{bdf}(M) = 2 \times e^{-\frac{(\beta_{conv} + \beta_{div})M}{2}} \left( \sqrt{B_{ch+}^{++} B_{ch+}^{--}} + \sqrt{B_{ch-}^{++} B_{ch-}^{--}} \right) \quad (4.11)$$

Cette distribution permet donc de soustraire canal par canal le bruit de fond contenu dans le spectre de masse des paires de muons de signe opposé. L'erreur introduite dans chaque canal de masse est calculée par la relation :

$$\begin{aligned} \sigma_{F_{bdf}}^2(M) &= \frac{F_{bdf}^2(M)}{4} \times M^2 (\sigma_{\beta_{conv}}^2 + \sigma_{\beta_{div}}^2) \\ &+ \frac{F_1^2(M)}{4} \left( \left( \frac{\sigma_{B_{ch+}^{++}}}{B_{ch+}^{++}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{B_{ch+}^{--}}}{B_{ch+}^{--}} \right)^2 \right) \\ &+ \frac{F_2^2(M)}{4} \left( \left( \frac{\sigma_{B_{ch-}^{++}}}{B_{ch-}^{++}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{B_{ch-}^{--}}}{B_{ch-}^{--}} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (4.12)$$

Les valeurs  $\sigma_{B_{ch+}^{++}}$ ,  $\sigma_{B_{ch-}^{++}}$ ,  $\sigma_{B_{ch+}^{--}}$ ,  $\sigma_{B_{ch-}^{--}}$ ,  $\sigma_{\beta_{conv}}$  et  $\sigma_{\beta_{div}}$  sont déterminées par ajustements sur les spectres des dimuons de même signe. Les fonctions  $F_1(M)$  et  $F_2(M)$  sont définies par :

$$F_1(M) = 2 \times e^{-\frac{(\beta_{conv} + \beta_{div})M}{2}} \left( \sqrt{B_{ch+}^{++} B_{ch+}^{--}} \right) \quad (4.13)$$

$$F_2(M) = 2 \times e^{-\frac{(\beta_{conv} + \beta_{div})M}{2}} \left( \sqrt{B_{ch-}^{++} B_{ch-}^{--}} \right) \quad (4.14)$$

La figure 4.6 illustre les diverses étapes de la soustraction du bruit de fond : au spectre de masse des dimuons de signe opposé  $\frac{dN^{+-}}{dM}$  (figure du haut) est soustrait le spectre de bruit de fond  $\frac{dN_{bdf}^{+-}}{dM}$  (figure centrale) calculé à partir des "expériences indépendantes" des paires de muons de même signe. Le spectre de masse du signal final  $\frac{dN_{signal}^{+-}}{dM}$  ainsi obtenu est illustré par le dernier spectre de la figure 4.6.

**Remarque :** Une autre méthode peut être utilisée pour éliminer le bruit de fond [PAP91] dite "Méthode de combinaisons de muons". Cette technique ne nécessite pas l'ajustement des spectres LS et aucune hypothèse sur la forme des spectres n'est nécessaire. Cependant les temps de calcul requis sont prohibitifs compte tenu de la statistique importante de données expérimentales.

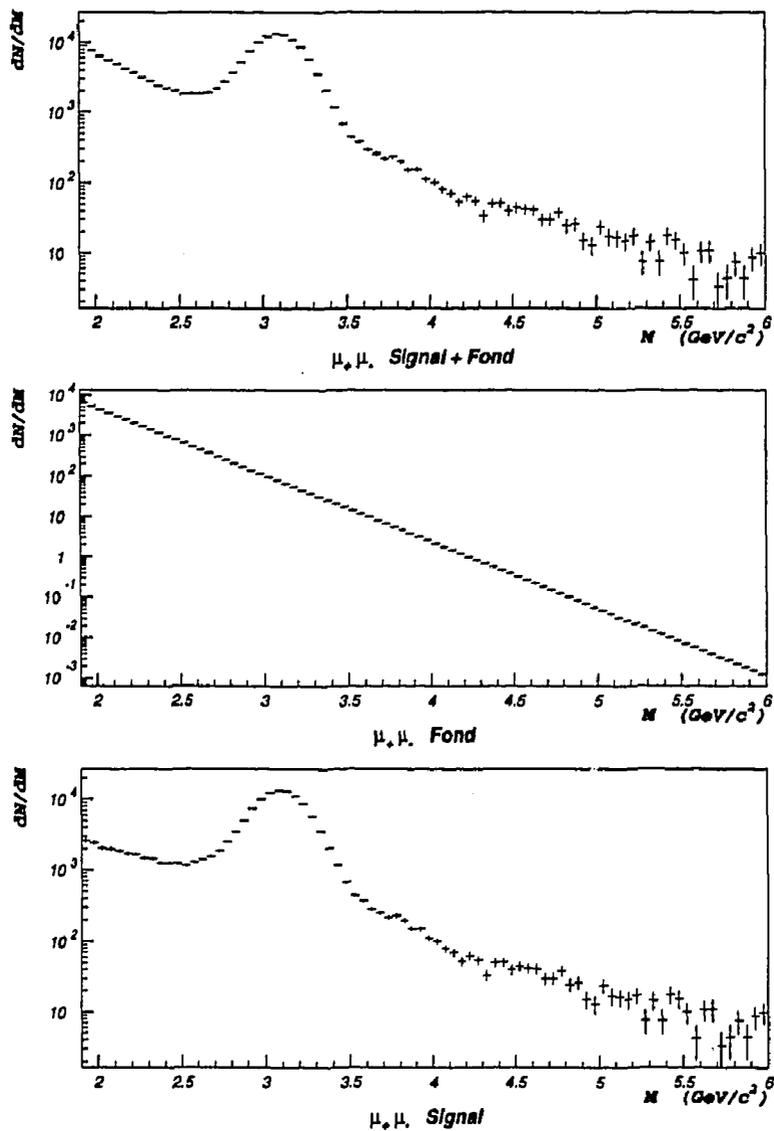


Figure 4.6: Spectres de masse utilisés pour la soustraction du bruit de fond. En haut : Spectre de masse des dimuons de signe opposé. Au centre : Spectre de masse du bruit de fond obtenu à partir des spectres LS. En bas : Spectre de masse des dimuons de signe opposé représentant le signal à analyser.

## 4.2.2 Rejet des événements parasites générés par le détecteur Quartz "BO"

Une source de bruit de fond due à des interactions parasites sur une "fausse cible" est mise en évidence sur les spectres de masse pour de faibles énergies transverses. Une "micro-structure" apparaît autour de la masse 2.6 GeV (figure 4.7). Cette anomalie n'est pas un défaut de statistique et aucune interprétation physique ne peut justifier ce signal. Il n'existe pas de résonance mésonique connue se désintégrant en dimuon dans ce domaine de masse.

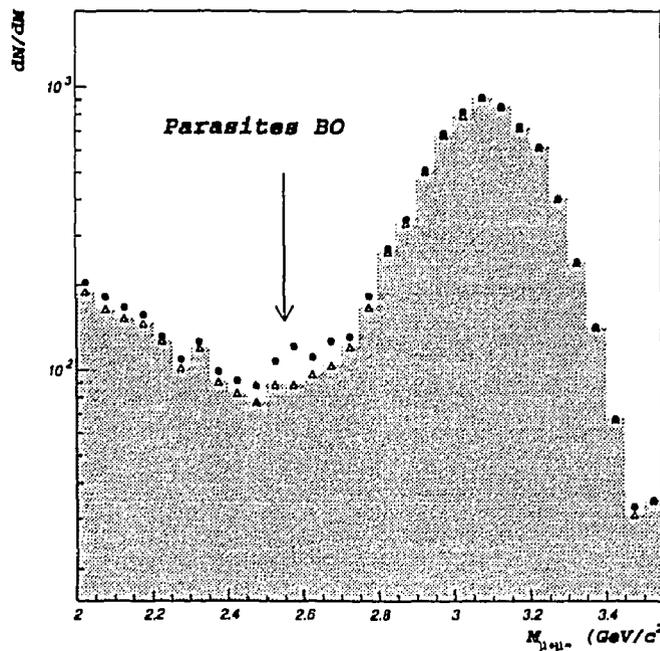
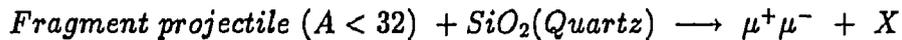


Figure 4.7: Spectres de masse des dimuons obtenus pour une énergie transverse faible ( $15 \text{ GeV} < E_{tr} < 26 \text{ GeV}$ ). Ronds noirs : pas de sélection. Triangles blancs : rejet des événements parasites.

L'accumulation d'événements autour de la masse  $2.6 \text{ GeV}/c^2$  ne peut pas être cataloguée comme un simple effet "hors-cible" car les différents contrôles de qualité réalisés pour chaque événement confirment le diagnostic suivant :

- Une collision s'est produite dans une ciblette qui est identifiée sans ambiguïté.
- L'énergie mesurée dans le calorimètre indique que cette collision est périphérique.
- Le trigger dimuon est satisfaisant.

L'hypothèse suivante peut alors être émise : une collision périphérique s'est produite dans une ciblette, ce qui implique une faible énergie transverse mesurée. Cependant le dimuon a dû être produit par l'interaction d'un fragment projectile dans un objet situé en aval des ciblettes. La reconstruction du dimuon détecté a été effectuée en supposant les muons issus de la ciblette identifiée. En réalité, l'interaction a eu lieu en un point cible situé en aval. L'erreur systématique commise sur les angles se répercute sur la détermination de la masse de la particule  $J/\psi$  qui s'est désintégrée en dimuon. Le pic  $J/\psi$  des collisions parasites étant centré autour de  $2.6 \text{ GeV}/c^2$ , de la matière doit se trouver en aval des cibles à une distance de l'ordre de 80 cm de la cible centrale. Le détecteur Cerenkov BO en quartz placé en aval du calorimètre correspond à cette localisation (figure 2.7). Il est la source de collisions :



L'énergie détectée par le calorimètre correspond à une collision périphérique. En effet le calorimètre est situé en amont de l'interaction produisant le dimuon, par conséquent les spectres dimuons associés à de faibles énergies transverses sont préférentiellement affectés.

#### 4.2.2.1 Coupure PDTARG

Les événements issus du détecteur "BO" peuvent en principe être éliminés en utilisant la trajectoire de chaque muon reconstruite par les chambres PC1 à PC4. Chaque trace passe à une distance DTARG de la ciblette qui a été reconnue (la distance DTARG est mesurée dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau passant par la ciblette reconnue (figure 4.8)).

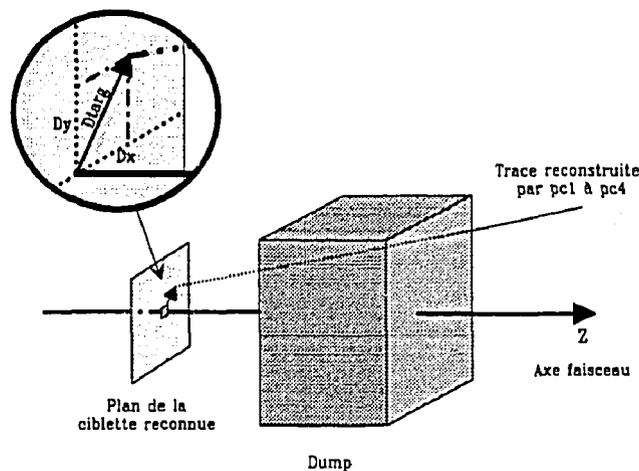


Figure 4.8: Définition de la quantité DTARG à partir d'une trace reconstruite et du plan de la ciblette reconnue.

DTARG dépend de la diffusion coulombienne multiple dans l'absorbeur et par conséquent est inversement proportionnel à l'impulsion P de la particule. Le produit  $P \times DTARG$  est donc indépendant de P.

Pour chaque trace, la variable  $C_1$  caractéristique de l'erreur de localisation sur la cible, est définie par la relation :

$$C_1 = \frac{P \times DTARG}{\sigma_{(P \times DTARG)}} \quad (4.15)$$

$\sigma_{(P \times DTARG)}$  représente l'écart type de la distribution de  $P \times DTARG$  calculé par une étude préliminaire sur l'ensemble des données. La loi de distribution de l'erreur  $C_1$  doit obéir à une loi de  $\chi^2$  à deux degrés de liberté. La probabilité de  $\chi^2$  est définie par :

$$P(\chi_0^2(N)) = \int_{\chi_0^2}^{\infty} f(\chi^2(N)) d\chi^2 \quad (4.16)$$

$f(\chi^2(N))$  représente la densité de probabilité de  $C_1^2$ .

La distribution de la probabilité  $P(\chi_0^2)$  devrait être uniforme. La réalité expérimentale (figure 4.9) montre que la distribution présente un pic pour  $P(\chi_0^2) \leq 0.05$ .

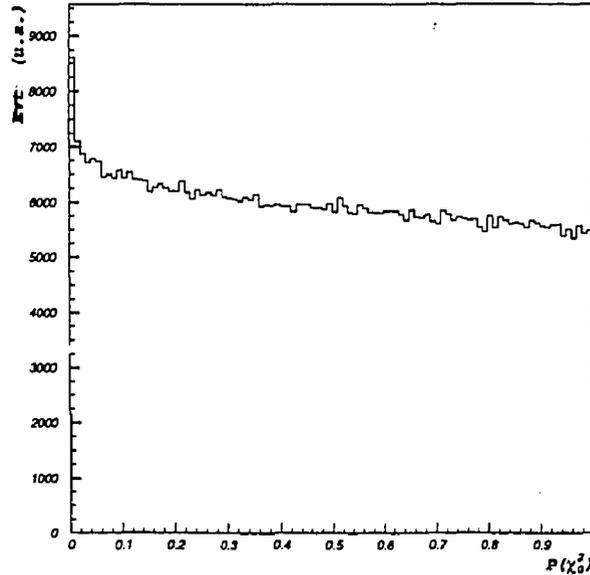


Figure 4.9: Distribution de la probabilité de  $\chi_0^2$  relative au produit  $P \times DTARG$ .

Le rejet des probabilités inférieures à 5% permet d'éliminer les événements anormaux affectés d'un biais systématique. En particulier les interactions issues du "BO" introduisent une erreur systématique sur  $P \times DTARG$  due au défaut de localisation de l'interaction.

Cette coupure, bien que rejetant une part importante des événements  $J/\psi$  produits dans le "BO" (autour de  $2.6 \text{ GeV}/c^2$ , zone grise de la figure 4.10), présente l'inconvénient d'éliminer de bons événements dans la zone de masse du  $J/\psi$  (figure 4.10).

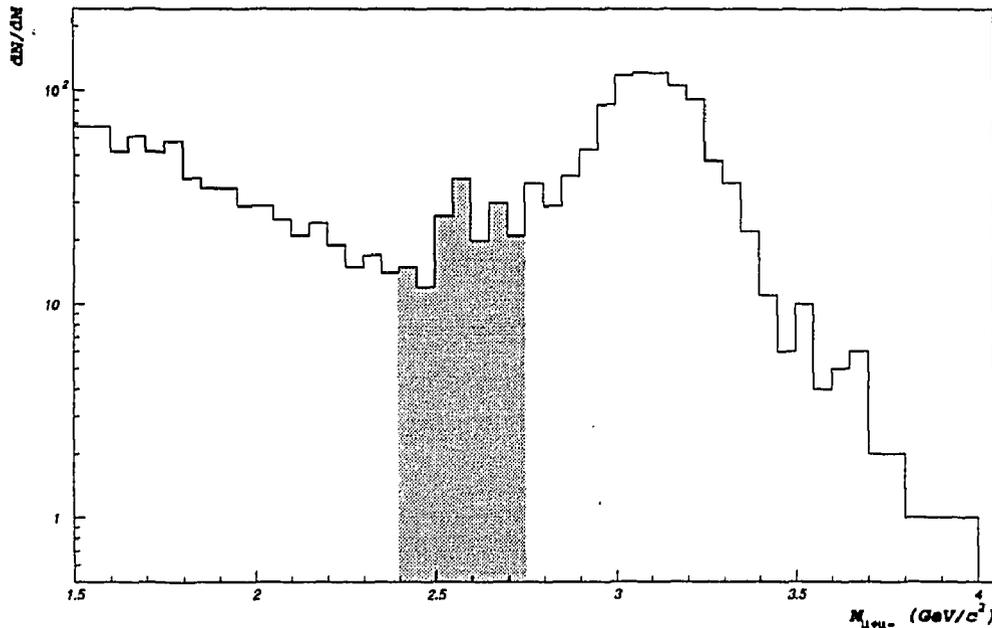


Figure 4.10: *Événements rejetés par la coupure "P x DTARG". La partie grise correspond à la zone de masse des événements  $J/\psi$  produits dans le "BO".*

#### 4.2.2.2 Coupure sur le Vertex reconstruit

La distance DTARG par rapport au point cible de chaque trace reconstruite n'étant pas suffisamment sélective pour identifier le bruit de fond, les traces des deux muons sont simultanément utilisées pour reconstruire le vertex de la collision. Pour chaque couple de traces, sont définis deux points d'impact avec un plan perpendiculaire au faisceau et placé à une cote  $Z$  quelconque. Le barycentre de ces deux points et l'intersection de l'axe du faisceau avec ce plan est alors calculé. La cote  $Z$  du vertex reconstruit ( $Z_{\text{VERTEX}}$ ) correspond à la position du plan vertical pour laquelle la somme des carrés des distances des traces par rapport au barycentre est minimum [FRA86]. La figure 4.11 illustre la distribution du  $Z_{\text{VERTEX}}$  centrée autour de la zone cible.

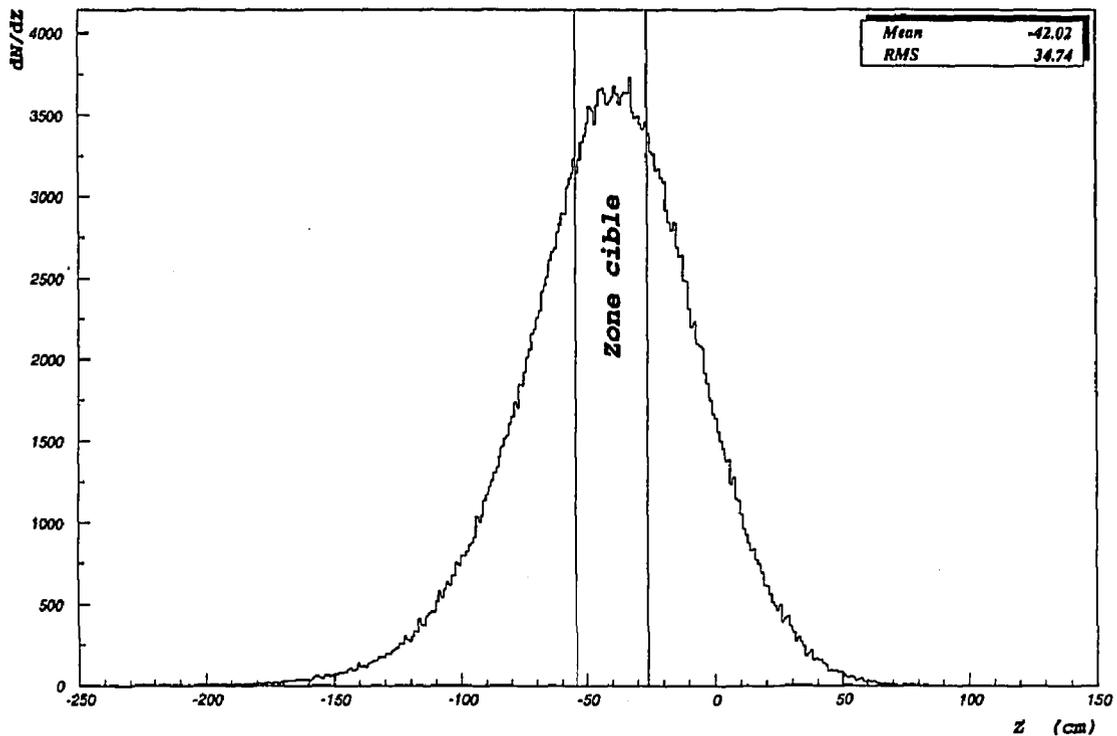


Figure 4.11: *Distribution du vertex cible défini par deux muons.*

La largeur importante de la distribution traduit l'imprécision sur la détermination du vertex. Il n'est pas possible d'identifier le point de collision et de reconnaître la cible d'interaction. Toutefois, la distribution ZVERTEX est centrée sur la région cible. Les événements pour lesquels un dimuon parasite a été produit dans le "BO", doivent avoir une distribution ZVERTEX centrée autour de  $Z=40$  cm. Etant donné l'écart type de la distribution (34.7 cm) il doit être possible de distinguer des événements provenant du "BO" ou de la région cible. Deux critères ont été retenus pour déterminer le seuil sur ZVERTEX au delà duquel les événements sont considérés comme anormaux :

- Un spectre de masse des événements rejetés est centré sur la masse  $2.6 \text{ GeV}/c^2$ .
- Le pourcentage d'événements  $J/\psi$  centré sur la masse  $3.1 \text{ GeV}/c^2$  doit être négligeable.

Le taux de rejet global (ensemble du spectre de masse) des événements tels que ZVERTEX est supérieur à un seuil  $Z_0$  est résumé par le tableau 4.2. La valeur du seuil  $Z_0 = 10 \text{ cm}$  a été retenue car le taux de rejet n'est pas trop élevé. Cette valeur correspond à la mi-distance entre la dernière ciblette et le BO.

ZVERTEX > Seuil $Z_0$				
Seuil $Z_0$	0. cm	10. cm	20. cm	30. cm
Taux de rejet(%)	10.	5.7	3.1	1.3

Tableau 4.2: Pourcentage d'événements rejetés pour différentes valeurs du seuil en ZVERTEX.

De plus le spectre de masse des événements rejetés permet de localiser un pic d'événements  $J/\psi$  produits dans le BO (figure 4.12 partie grisée). Par contre, un faible pourcentage d'événements de la zone de masse du  $J/\psi$  ( $2.8$  à  $3.5 \text{ GeV}/c^2$ ) sont éliminés contrairement la coupure  $P \times \text{DTARG}$  qui en rejette un nombre plus important (figure 4.10).

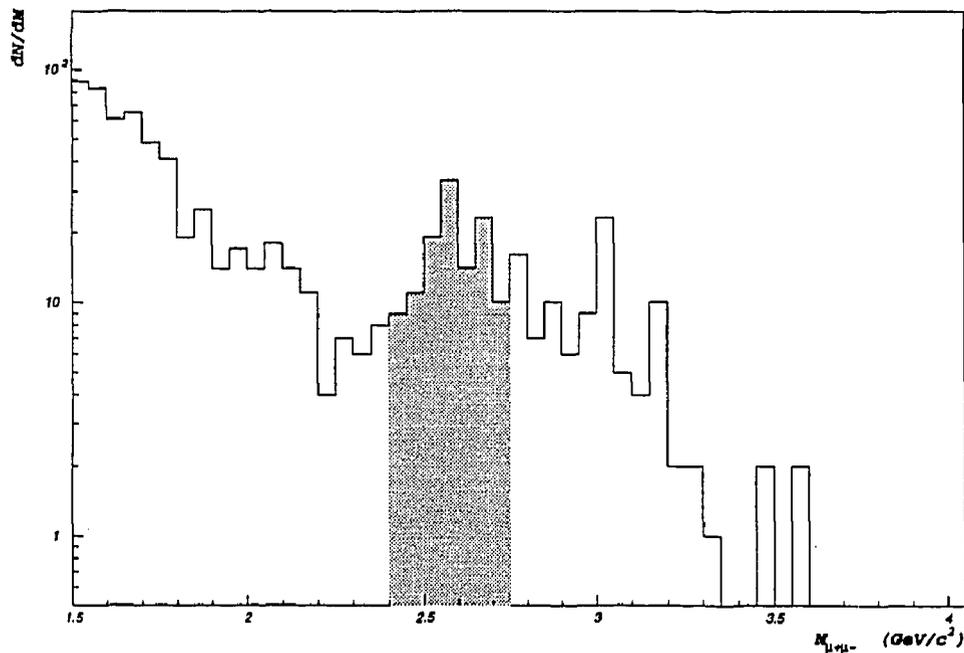


Figure 4.12: Spectre de masse des événements éliminés (La partie grisée correspond à la zone de masse des événements  $J/\psi$  produits dans le BO).

La sélectivité de la méthode de rejet par coupure sur le ZVERTEX étant satisfaisante, cette coupure a été utilisée pour éliminer du spectre les dimuons parasites produits dans le "BO". La figure 4.7 présente le spectre de masse avant et après rejet ZVERTEX des événements parasites (partie grisée). Cette coupure rejette des événements dans tout le spectre de masse, mais son effet sur les événements  $J/\psi$  produits dans le "BO" est bien visible.

### 4.2.3 Rejet des réinteractions dans la cible

L'identification de la cible source de l'interaction est réalisée par un programme qui analyse le contenu des ADC de la cible active. La connaissance de la cible d'interaction est indispensable pour calculer avec précision la masse du dimuon et l'énergie transverse neutre détectée dans le calorimètre. De plus, les réinteractions de fragments dans les cibles suivantes doivent impérativement être détectées et éliminées de l'analyse car l'énergie transverse mesurée serait alors totalement biaisée. L'algorithme du programme de reconnaissance des cibles assure également cette fonction de reconnaissance des réinteractions. Le tableau 4.3 regroupe les pourcentages d'événements conservés après reconnaissance de la cible puis rejet des réinteractions.

Événements reconstruits	9 792 208	100%
Événements avec reconnaissance cible	7 037 870	72%
Événements sans réinteraction	5 888 978	60%

Tableau 4.3: Bilan des coupures introduites par l'algorithme cible.

### 4.2.4 Rejet des événements dont l'énergie transverse est anormale

Dans le but de vérifier la qualité des données collectées au cours de l'expérience une étude de la corrélation entre l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique et l'énergie transverse a été entreprise. Pour un lot d'événements bien localisé dans la période d'acquisition, une anomalie illustrée par la figure 4.13 a pu être décelée. En effet, pour un certain nombre d'événements la corrélation forte entre énergie transverse et énergie neutre mesurée n'est pas vérifiée. Ce problème est surtout visible pour les hautes énergies transverses.

Ce comportement anormal peut être lié à des conditions de fonctionnement du faisceau non optimum. En effet, en début de période d'acquisition des difficultés technologiques de stabilité de déversement du faisceau et de focalisation sur les cibles ont été observées.

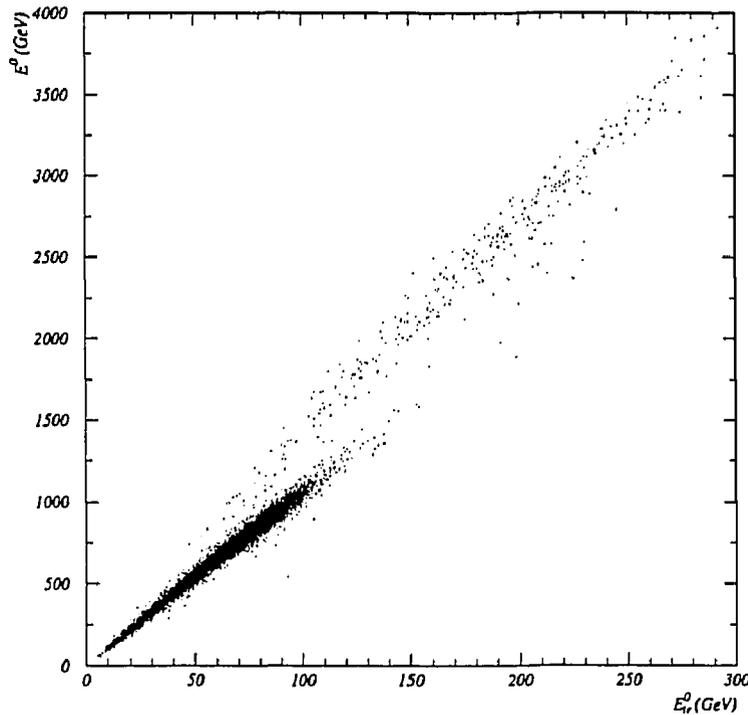


Figure 4.13: Corrélation entre énergie neutre mesurée  $E^0$  et énergie transverse  $E_{tr}^0$  pour le run 5338.

Par la suite, une étude de la forme des spectres d'énergie transverse a été réalisée. Cette étude est illustrée par le figure 4.14. Pour les "runs" du début de la période d'acquisition (bandes magnétiques<sup>1</sup> 1418 et 1419) les spectres d'énergie transverse présentent une distribution déformée au delà de 120 GeV. Ce problème disparaît pour les bandes relatives à la fin de la période de prise de données (bandes 1420 à 1424). Une sélection des "runs" a donc été réalisée. Tous les "runs" précédents le run 5418 ont été rejetés, ce qui conduit à éliminer de l'analyse de l'ordre de 20% des événements. Cette coupure importante est indispensable pour ne pas biaiser l'analyse en fonction de l'énergie transverse.

<sup>1</sup>L'ensemble des informations physiques de l'expérience est regroupé sur 7 bandes magnétiques. A chaque bande correspond un certain nombre de runs.

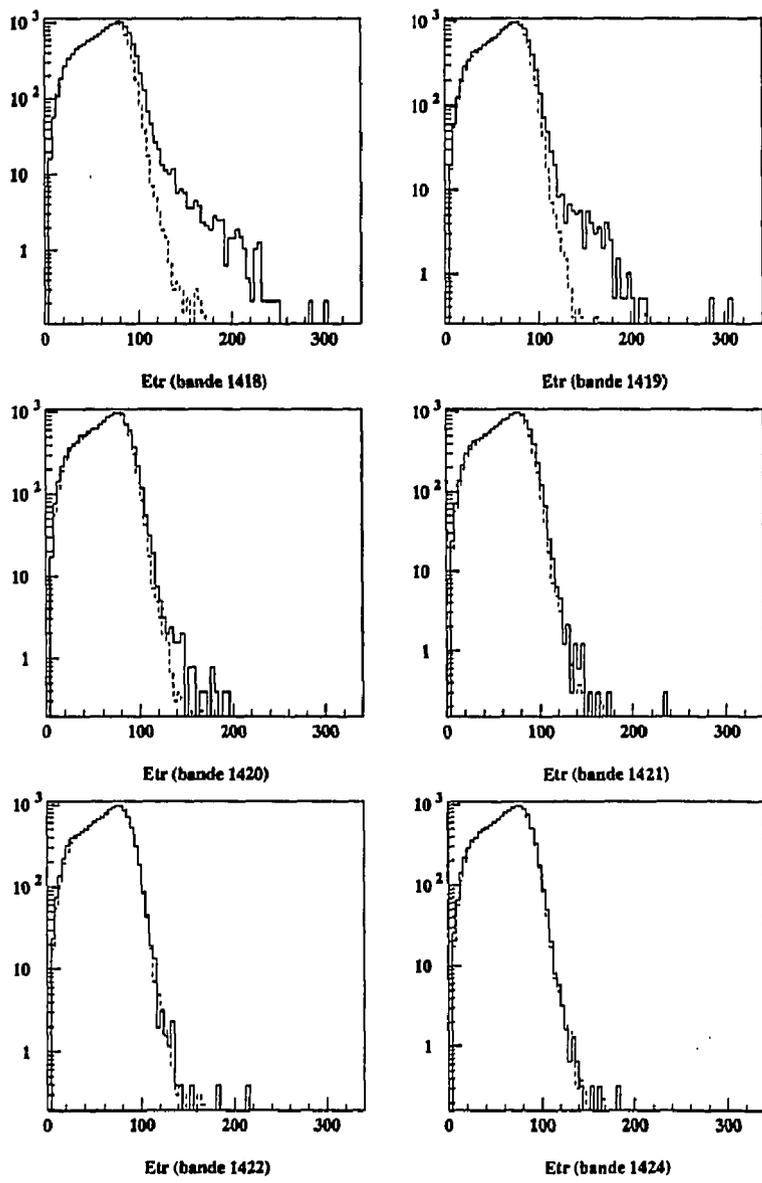


Figure 4.14: Comparaisons de la forme des spectres d'énergie transverse pour diverses périodes d'acquisition (bande). Le spectre en pointillés servant de référence est celui des événements des "runs" de la bande 1413.

## 4.3 Etude de la résolution expérimentale des résonances $J/\psi$ et $\psi'$

### 4.3.1 Importance de la résolution du pic $J/\psi$

La résonance  $J/\psi$  domine le spectre de masse dimuon (figure 4.15). La largeur du pic observé résulte des fluctuations expérimentales qui affectent la mesure de l'impulsion ( $P_i, \theta_i$ )  $i = 1, 2$  de chaque muon.

- Dans une première approche, la distribution en masse du  $J/\psi$  est assimilée à une gaussienne dont l'écart type  $\sigma_{J/\psi}$  est directement ajusté sur les données expérimentales. L'étude du rapport  $(J/\psi)/\text{Drell-Yan}$  peut être réalisée en considérant que le spectre de masse résulte de la superposition d'un fond continu (Drell-Yan et Charme  $D\bar{D}$ ), d'une gaussienne principale  $J/\psi$  et d'une contribution de faible amplitude correspondant à la résonance  $\psi'$  (figure 4.15). Il faut alors postuler que les pics expérimentaux  $J/\psi$  et  $\psi'$ , correspondant à des résonances de masse proche ( $M_\psi = 3.097 \text{ GeV}/c^2, M_{\psi'} = 3.685 \text{ GeV}/c^2$  [PPD94]), se comportent de manière analogue. La mesure directe de l'écart type  $\sigma_{\psi'}$  ne peut pas être réalisée avec précision étant donné les faibles statistiques collectées dans la zone de masse du  $\psi'$  et la résolution de l'appareillage. Une étude des erreurs qui affectent la masse des dimuons, et en particulier les résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$ , est développée ultérieurement. La variance  $\sigma_M^2$  est caractérisée par la somme quadratique des deux sources d'erreurs indépendantes  $\sigma_{SM}$  et  $\sigma_{spe}$ .  $\sigma_{SM}$  représente l'erreur introduite par la diffusion multiple dans l'absorbeur et  $\sigma_{spe}$  est l'erreur expérimentale liée au spectromètre magnétique  $\sigma_M^2 = \sigma_{SM}^2 + \sigma_{spe}^2$ .  $\sigma_{SM}$  est indépendante de la masse et  $\sigma_{spe}$  varie avec le carré de la masse  $M$ . Dans ces conditions, la relation entre les écarts types  $\sigma_{\psi'}$  et  $\sigma_{J/\psi}$  s'écrit :

$$\sigma_{\psi'}^2 = \sigma_{J/\psi}^2 \left[ a + (1 - a) \left( \frac{M_{\psi'}}{M_{J/\psi}} \right)^4 \right] \quad a \simeq 0.5 \quad (4.17)$$

Le paramètre  $a$  s'écrit sous la forme  $\frac{\sigma_{SM}^2}{\sigma_{J/\psi}^2}$ . Il s'agit de la contribution relative de  $\sigma_{SM}^2$  à la résolution globale  $\sigma_{J/\psi}^2$ . Les contributions  $\sigma_{SM}$  et  $\sigma_{spe}$  étant sensiblement équivalentes pour la masse  $M_{J/\psi}$  [SIN88],  $a$  doit être égal à 0.5. Ayant défini expérimentalement la forme du pic  $J/\psi$ , l'équation 4.17 permet de fixer la distribution en masse de la résonance  $\psi'$ .  $\sigma_{J/\psi}$  mesuré étant sensiblement égal à  $0.149 \text{ GeV}/c^2$  les valeurs  $\sigma_{SM} \simeq \sigma_{spe}$  sont de l'ordre de  $0.105 \text{ GeV}/c^2$  (figure 4.15).

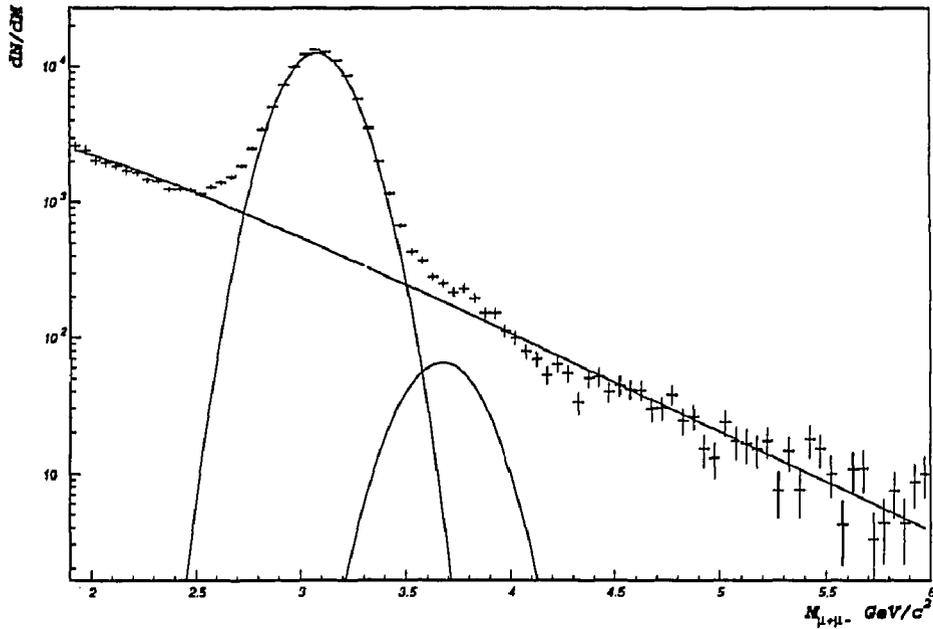


Figure 4.15: Ajustement du spectre dimuon par deux gaussiennes représentant les résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$  et une exponentielle décroissante pour le fond continu.

- Cette approche empirique présente un inconvénient : toute distorsion minime non décelée qui affecterait la forme du pic  $J/\psi$  se traduira par un biais important sur la mesure du rapport  $\psi'/\psi$ . La figure 4.15 montre qu'une partie de la gaussienne  $J/\psi$  est présente dans la région de masse  $[3.4 \text{ GeV}/c^2, 4.0 \text{ GeV}/c^2]$  caractéristique de la résonance  $\psi'$ . Pour se convaincre de la nécessité de bien appréhender la résolution du  $J/\psi$ , une illustration simple à l'aide de gaussiennes est réalisée : Le rapport des amplitudes  $\psi'/\psi$  est choisi égal à  $1.10^{-2}$ . Les écarts type sont fixés :  $\sigma_{J/\psi} = 0.140 \text{ GeV}/c^2$  et  $\sigma_{\psi'} = 0.173 \text{ GeV}/c^2$ . Si la résolution  $J/\psi$  est affectée d'une erreur systématique de  $3.10^{-2}$  ( $\sigma_{J/\psi} = 0.144 \text{ GeV}/c^2$ ) une part non négligeable de la population  $\psi'$  est faussement attribuée à celle du  $J/\psi$  (figure 4.16). Le biais introduit sur la mesure  $\psi'/\psi$  sera alors égal à 14%.

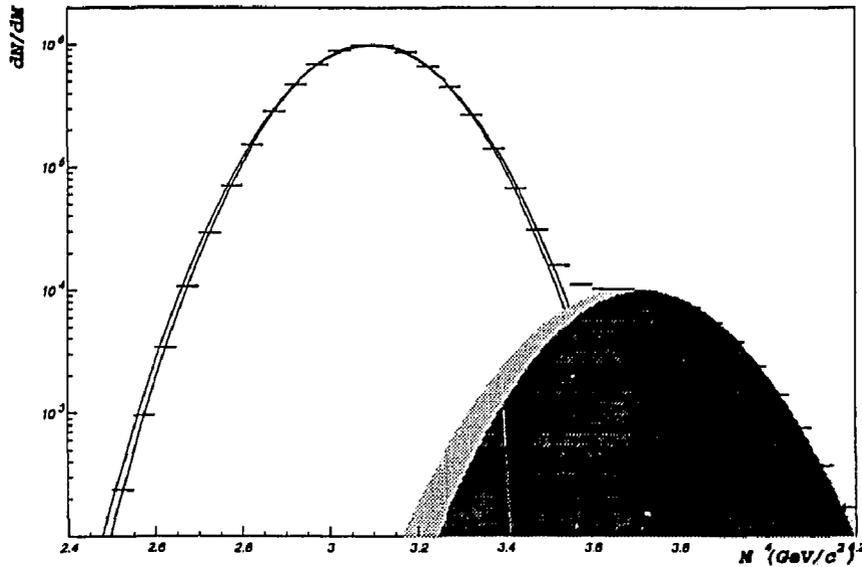


Figure 4.16: Influence d'une erreur systématique  $\Delta\sigma_{J/\psi}$  sur la largeur du pic  $J/\psi$ .  $\Delta\sigma_{J/\psi} = 4 \text{ MeV}$  conduit à une surestimation de la population du  $J/\psi$  au détriment du  $\psi'$  (zone gris clair).

### 4.3.2 Mécanismes affectant la résolution

Il n'est pas possible de poursuivre l'analyse des spectres de masse avec une fonction gaussienne approximativement justifiée par l'allure expérimentale du pic  $J/\psi$ . Il faut méthodiquement "disséquer" les causes de fluctuations statistiques qui affectent la résolution de la résonance  $J/\psi$ . L'incertitude sur la masse  $M$  du dimuon est égale à la somme quadratique des incertitudes indépendantes qui affectent les mesures des impulsions des muons  $P_1, P_2$  et leurs angles  $\theta_1, \theta_2$ . Le principe de conservation impulsion-énergie permet de calculer la masse  $M$  en fonction des impulsions mesurées ( $P_i, \theta_i$ )  $i = 1, 2$  :

$$M^2 \simeq P_1 P_2 \theta^2 \quad (4.18)$$

L'angle  $\theta$  représente l'angle entre les deux muons et dépend implicitement des variables indépendantes  $\theta_1$  et  $\theta_2$ . L'étude des erreurs sur chaque terme de l'équation 4.18 permet de détailler l'erreur sur la masse  $M$  et en conséquence de comprendre la forme expérimentale du pic  $J/\psi$ .

Une description phénoménologique des différentes sources d'erreurs est entreprise:

- Les fluctuations de mesures sur les angles incidents  $\theta_i$ ,  $i = 1, 2$  sont essentiellement dues à la diffusion coulombienne multiple des muons qui traversent les absorbeurs (figures 2.5 et 2.6). La trace de chaque muon est identifiée par l'ensemble des chambres PC1 à PC4 placées juste après l'absorbeur (figure 2.1) et par le point d'interaction (cible identifiée comme source de la collision ( $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$ )). Dans ces conditions, l'angle  $\theta_i$  mesuré est peu affecté par la diffusion coulombienne multiple générée dans la partie aval de l'absorbeur proche des chambres (PC1 à PC4). L'incertitude sur  $\theta_i$  résulte essentiellement de la diffusion dans l'absorbeur  $\text{Al}_2\text{O}_3$  proche de la cible et dans le calorimètre qui représente 13 longueurs de radiation. L'écart type  $\sigma_{\theta_i}$  peut s'écrire :

$$\sigma_{\theta_i} = \frac{Cte(X)}{P_i} \quad (4.19)$$

$X$  correspond au nombre de longueur de radiation de la matière de l'absorbeur traversé.

En principe la distribution de l'erreur  $\Delta\theta_i$  (écart entre la trajectoire dans le vide et la trajectoire mesurée) est gaussienne. Toutefois, lorsqu'une particule traverse un milieu de longueur importante, le calcul des diffusions multiples successives sur les atomes a été optimisé par Molière [SCO63]. L'angle de la diffusion simple d'une particule sur un atome est caractérisé par une densité de probabilité  $f(\theta)$  qui décroît rapidement ( $f(\theta)\alpha\theta^{-4}$ ). Cependant lorsque la distance particule-atome est de l'ordre du rayon atomique, la complexité des lois d'interaction est importante. De plus, il n'existe pas de méthode analytique rigoureuse permettant d'effectuer l'intégration sur un grand nombre de diffusions. La théorie de Molière qui fait autorité, introduit une paramétrisation telle que la distribution des erreurs  $\Delta\theta$  est décrite en première approximation par une loi gaussienne de la forme  $f_0(x) = e^{-x^2}$ ,  $x = \delta\theta/\theta_0$  et  $\theta_0$  dépend de la longueur et de la nature du milieu traversé par la particule. Des corrections  $f_1(x)$  du premier ordre apportées à cette loi introduisent une contribution lentement décroissante lorsque la variable  $x$  est comprise entre 2 et 3 (figure 4.17) :

$$f_1(x) = 2e^{-x^2}(x^2 - 1) [\bar{E}_i(x^2) - \ln x^2] - 2(1 - 2e^{-x^2}) \quad (4.20)$$

$$\text{avec } \bar{E}_i(x^2) = - \int_{-\infty}^{x^2} \frac{e^t}{t} dt$$

La distribution résultante s'écrit  $f_1(x) + f_0(x)$ . Une table numérique permet de tenir compte de corrections du second ordre lorsque la variable  $x$  est supérieure à 3. Analytiquement une approche satisfaisante de la distribution de Molière est obtenue par l'addition de deux gaussiennes d'écart type  $\sigma_0 = \sqrt{2}/2$  et  $\sigma_1 \simeq 2 \times \sigma_0$  (figure 4.17). Les densités de probabilité très faibles correspondant à des valeurs  $x > 3$  sont calculées de manière approchée en ajoutant une troisième gaussienne de correction d'écart type  $\sigma_2 \simeq 4 \times \sigma_0$ . Plus généralement,

cette technique d'addition de gaussiennes permet de s'adapter à toutes les situations expérimentales comprenant une distribution "pseudo-gaussienne" et une "trainée" pour des événements de faible probabilité.

La loi des diffusions multiples proposée par Molière ne doit pas occulter d'autres possibilités de distorsion de la loi de distribution des fluctuations  $\Delta\theta_i$  qui affectent la mesure de l'angle  $\theta_i$  de chaque muon. En particulier, le fait de tenir compte du point cible implique que la contribution de chaque tranche de l'absorbeur à l'incertitude globale diminue lorsque la distance à la cible augmente. Par analogie avec le raisonnement de Molière, il est vraisemblable que la suite d'erreurs séquentielles  $\Delta\theta_i$  cumulées sur toute la longueur de l'absorbeur ne conduisent pas à une distribution strictement gaussienne.

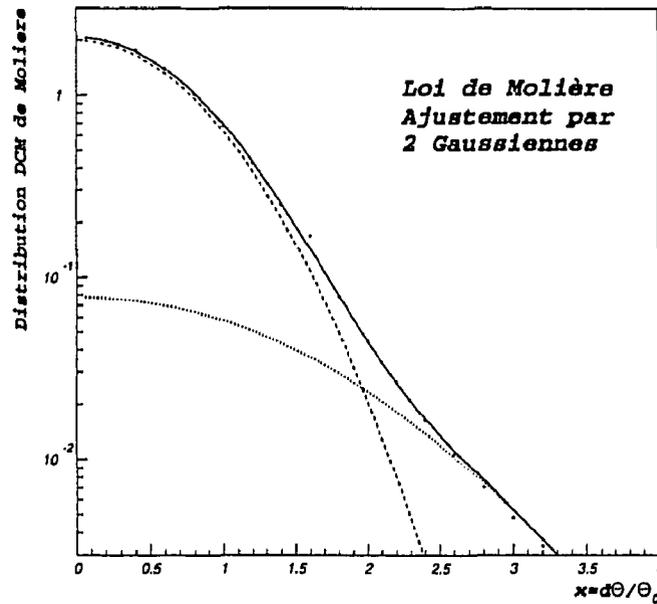


Figure 4.17: Diffusion multiple de Molière (ronds noirs). Ajustement par deux gaussiennes.

- Les fluctuations de mesure des impulsions  $P_i$ ,  $i = 1, 2$  sont essentiellement introduites par le spectromètre magnétique. L'angle de déviation  $\alpha_i$  d'un muon dans l'aimant toroïdal est inversement proportionnel à l'impulsion transverse  $P_{T_i}$  :

$$\alpha_i = \frac{P_0}{P_{T_i}} \quad P_0 = 0.23 \text{ mrad} \cdot \text{GeV} \quad (4.21)$$

Le paramètre  $P_0$  lié au spectromètre est proportionnel à l'intensité du courant

dans l'aimant. L'écart type  $\sigma_{P_i}$  peut donc s'écrire :

$$\sigma_{P_i} \simeq \frac{P_i}{P_0} P_{Ti} \sigma_{\alpha_i} \quad (4.22)$$

L'erreur moyenne sur l'angle  $\alpha_i$  est une constante dépendant de la précision de localisation d'un muon dans les chambres proportionnelles. Un second exemple de situation "pseudo-Gaussienne" peut être illustré par l'erreur attribuée à la position d'une particule qui passe entre deux fils de chambre proportionnelle. Un "Cluster" peut être créé (deux fils actifs) quelle que soit la position de la particule entre les deux fils. Auquel cas, l'erreur expérimentale  $dP_i$  aura une distribution en forme de créneau.

Les équations 4.18, 4.19, 4.22 permettent de calculer la résolution en masse des dimuons en fonction des paramètres  $\sigma_{\theta_i}$  et  $\sigma_{P_i}$  ( $i = 1, 2$ ). L'influence de la diffusion multiple dans l'absorbeur  $\sigma_{\theta_i}$  est ainsi clairement séparée de l'erreur expérimentale  $\sigma_{P_i}$  introduite par le spectromètre magnétique.

- Pour terminer la revue des sources d'erreurs physiquement compréhensibles qui peuvent contribuer à la forme du pic  $J/\psi$ , il faut étudier la nature des mécanismes entraînant des pertes d'énergie. En effet, les muons perdent continûment de l'énergie en traversant les absorbeurs. Après 4.8 mètres de parcours, l'énergie dissipée par ionisation correspond à un nombre élevé d'interactions élémentaires. L'impulsion du muon devient  $p' = p - \Delta p$ .  $\Delta p$  est calculé par les tables de parcours dans la matière et les fluctuations sur  $p'$  sont faibles ou négligeables.

Cependant les pertes d'énergie par Bremsstrahlung, création de paires ou diffusion inélastique de muons contribuent à distordre le pic  $J/\psi$ . Ces fluctuations agissent sur la résolution de manière dissymétrique et ne peuvent que contribuer à diminuer la masse  $M$  du dimuon observé. Ces pertes  $\Delta E$  ont été mesurées et calculées dans un très large domaine d'énergie [1 GeV à 1 TeV] [GIN86][LOH85]. Tous ces mécanismes ont un dénominateur commun : quelle que soit l'énergie d'une particule  $E$ , les fluctuations sont décrites par une loi unique fonction d'un paramètre  $v = \frac{\Delta E}{E}$  qui représente la perte d'énergie relative [ $0 < v < 1$ ]. La perte d'énergie différentielle sur un très faible parcours peut être analytiquement calculée. Par contre, l'intégration sur un nombre élevé d'interactions implique un développement mathématique approché sous forme de séries. La loi de distribution de la perte d'énergie est définie par une loi de la forme  $\frac{k}{v}$  lorsque  $v$  est faible ( $10^{-2}$ ). Cette loi évolue et devient  $k \times v^{-b}$  lorsque  $v$  augmente. Le coefficient  $b$  est égal à 1.4 lorsque  $v$  est compris entre 0.05 et 0.3. Une méthode approchée physiquement compréhensible permet de simplifier ce formalisme. La fonction  $\frac{k}{v}$  lorsque  $v \rightarrow 0$  peut être assimilée à un pic  $\delta$  correspondant à une perte d'énergie nulle ou ce qui est équivalent, ce pic  $\delta$  représente la probabilité que les particules aient une interaction nulle dans les absorbeurs. Par contre, lorsque  $v$  augmente, les lois de distribution de la forme  $v^{-b}$  peuvent être remplacées par une fonction  $e^{-\alpha v}$ ,  $\alpha$  étant un paramètre unique indépendant de l'énergie des particules ( $\alpha \simeq 12$ ).

### 4.3.3 Evolution de la résolution avec la masse du dimuon

La différentielle totale  $dM$  peut s'exprimer en fonction des variables indépendantes  $dP_1, dP_2, d\theta_1, d\theta_2$  (équation 4.18) :

$$MdM \simeq P_1\theta^2 dP_2 + P_2\theta^2 dP_1 + P_1P_2\theta(d\theta_1 + d\theta_2) \quad (4.23)$$

La valeur moyenne d'un produit de variables indépendantes étant nulle par définition, la variance  $\sigma_M^2$  peut alors s'écrire :

$$\sigma_M^2 \simeq C_1 \frac{M^2}{P_0^2} [\langle P_{T_1}^2 \rangle + \langle P_{T_2}^2 \rangle] + C_2 [\langle P_1/P_2 \rangle + \langle P_2/P_1 \rangle] \quad (4.24)$$

L'analyse des données expérimentales montre que le  $\langle P_T \rangle$  d'un muon varie linéairement avec la masse du dimuon (Figure 4.18).

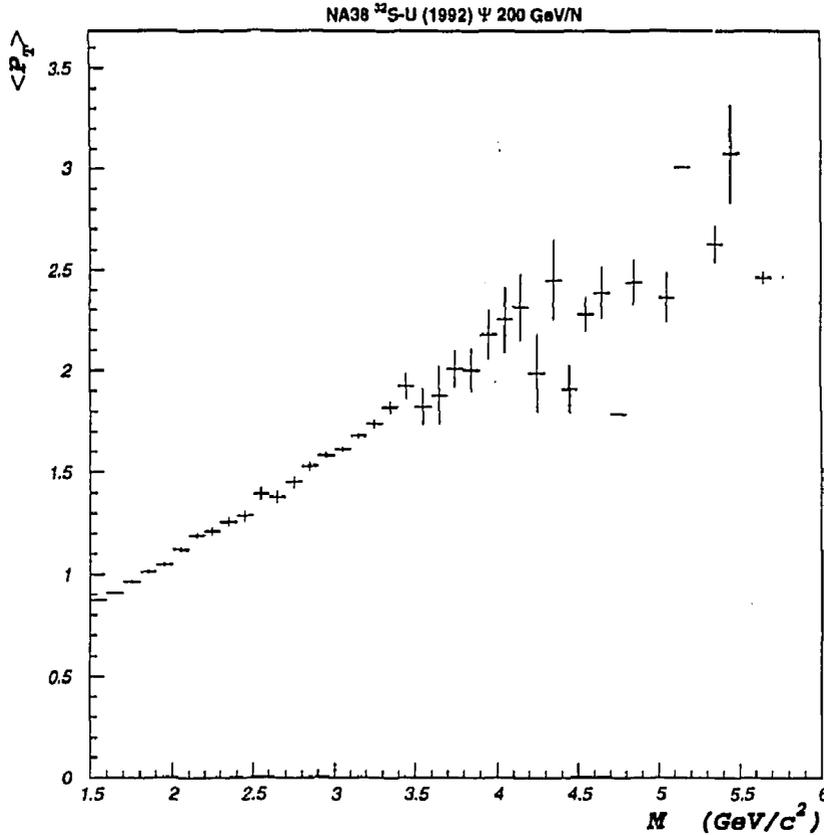


Figure 4.18: Impulsion transverse moyenne de chaque muon en fonction de la masse du dimuon.

D'autre part l'asymétrie  $(P_2 - P_1)/(P_2 + P_1)$  est faible comme le montre la figure 4.19 :

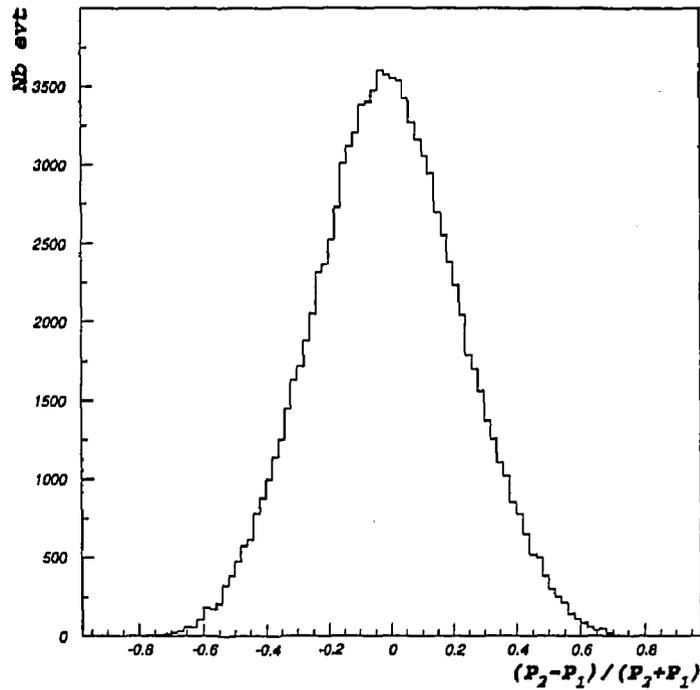


Figure 4.19: Asymétrie des impulsions de chaque muon.

Dans ces conditions  $\sigma_M^2$  s'écrit :

$$\sigma_M^2 \simeq A \times M^4 + B \quad (4.25)$$

Le premier terme correspond à l'erreur expérimentale introduite par le spectromètre magnétique et la constante  $B$  caractérise la diffusion coulombienne multiple dans l'absorbeur.

Cette estimation directe des valeurs  $\langle P_{T_i}^2 \rangle$  et  $\langle P_1/P_2 \rangle$  tient compte de toutes les particularités de l'acceptance de l'appareillage et confirme un calcul plus général basé sur les lois de conservation impulsion-énergie.

Les impulsions transverses et longitudinales de chaque muon  $P'_{T_i}$  et  $P'_{||i}$  sont calculées dans le référentiel  $x', y', z'$  (figure 4.20) tel que l'axe  $Oz'$  est défini par la direction  $\vec{P}_{J/\psi}$  de la résonance  $J/\psi$ . Dans le plan transverse  $(\vec{Ox}', \vec{Oy}')$  les impulsions  $P'_{T_1}$  et  $P'_{T_2}$  sont égales et opposées. La direction  $\vec{Oz}$  du faisceau décrit un cône centré sur l'axe  $\vec{Oz}'$  et d'ouverture  $\theta_{J/\psi}$ .

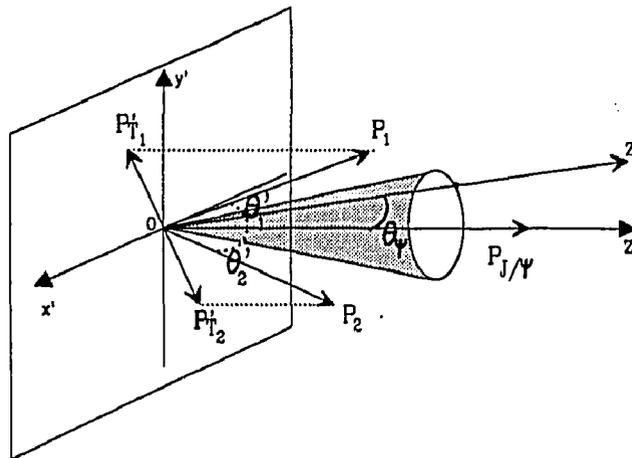


Figure 4.20: Définition du repère lié à la résonance  $J/\psi$ .

La distribution expérimentale  $\eta_{J/\psi}$  ou ce qui est équivalent la distribution angulaire du  $J/\psi$  est présentée (figure 4.21). Compte tenu de l'appareillage la valeur centrale  $\eta = 3.4$  correspond à une collision *nucléon - nucléon* qui engendre la résonance  $J/\psi$ .

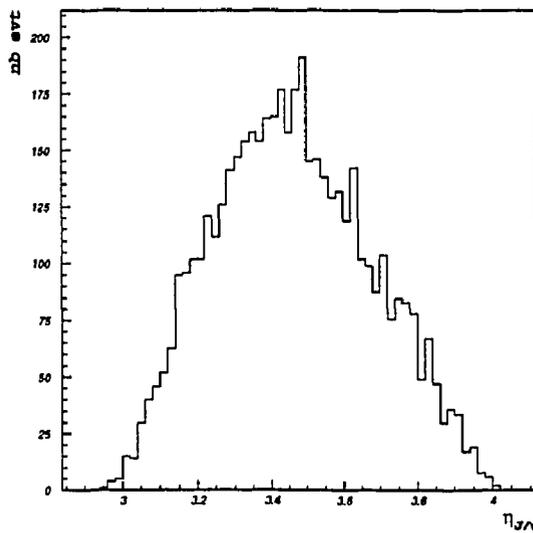


Figure 4.21: Distribution  $\eta$  des événements  $J/\psi$ .

Cette valeur  $\eta = 3.4$  correspond à un angle de  $\theta_{J/\psi} = 67 \text{ mrad}$ .

Le calcul de l'impulsion transverse de chaque muon dans le référentiel  $x', y', z'$  est réalisé en passant dans le référentiel<sup>2</sup> du centre de masse de la résonance  $J/\psi$  et

<sup>2</sup>Les variables exprimées dans le référentiel du centre de masse ont une \* en exposant.

en écrivant les équations de conservation de la désintégration  $J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$ . Les équations de conservation dans le référentiel du centre de masse de la résonance  $J/\psi$  s'écrivent :

$$M_{J/\psi} = E_1^* + E_2^* \quad (4.26)$$

$$P_1^* \sin \theta^* = P_2^* \sin \theta^* \quad (4.27)$$

Les impulsions  $P_i^*$  étant égales :

$$E_1^* = E_2^* = M_{J/\psi}/2 \quad (4.28)$$

La masse d'un muon  $m_\mu$  étant négligeable devant la masse de la résonance  $J/\psi$ :

$$P_i^* \simeq E_i^* = \frac{M}{2} \quad (4.29)$$

La transformation de Lorentz permet de revenir dans le référentiel  $(x', y', z')$ . L'impulsion transverse de chaque muon est conservée ce qui implique :

$$P'_{T_i} = \frac{M}{2} \sin \theta^* \quad (4.30)$$

Par contre l'impulsion longitudinale des deux muons s'écrit :

$$\begin{cases} P'_{||1} \simeq \frac{M \times \gamma}{2} (1 + \cos \theta^*) \\ P'_{||2} \simeq \frac{M \times \gamma}{2} (1 - \cos \theta^*) \end{cases} \quad (4.31)$$

La faible valeur  $\langle \theta_{J/\psi} \rangle = 67$  mrad entraîne  $\cos \theta_{J/\psi} \simeq 1$ . Dans ces conditions l'impulsion transverse  $P'_{T_i}$  est conservée en passant du référentiel  $(x', y', z')$  au référentiel du laboratoire  $(x, y, z)$ . Par contre la projection de l'impulsion longitudinale  $P'_{||i}$  dans le plan transverse  $(\vec{Ox}, \vec{Oy})$  est égale à  $\sin \theta_{J/\psi} \times P'_{||i}$ . L'asymétrie  $(P_2 - P_1)/(P_2 + P_1)$  illustrée par la figure 4.19 est, compte tenu des équations 4.31 égale à  $\cos \theta^*$ . La distribution  $\cos \theta^*$  devrait être isotrope dans le centre de masse du dimuon. Cependant l'appareillage (absorbeur et spectromètre magnétique) introduit une coupure importante sur l'impulsion des muons analysés ( $\simeq 10$  GeV/c). En conséquence, seuls les événements pour lesquels  $P_1 \simeq P_2$  sont détectés et les distributions  $\sin \theta^*$  et  $\cos \theta^*$  qui en résultent sont présentés figure 4.22.  $\sin \theta^*$  étant pratiquement égal à 1 il en résulte (équation 4.30) que  $P'_{T_i} \simeq \frac{M}{2}$ . Dans le référentiel  $(x, y, z)$ , l'impulsion transverse  $\vec{P}_{T_i}$  est donc définie par la somme des projections des deux vecteurs  $\vec{P}'_{T_i}$  et  $\vec{P}'_{||i}$ . Le déphasage entre ces deux vecteurs variant uniformément entre 0 et  $2\pi$ , la distribution  $P_{T_i}$  est donc centrée autour de la valeur  $\frac{M}{2}$ . La largeur de la distribution  $P_{T_i}$  (figure 4.23) résulte de la projection  $P'_{||i}$  sur le plan  $\vec{Ox}, \vec{Oy}$ , la projection de  $\vec{P}'_{T_i}$  étant constante et égale à  $\frac{M}{2}$ . En conclusion  $\langle P_{T_i}^2 \rangle$  est proportionnel à  $M^2$ . L'équation 4.17 est justifiée par cette étude cinématique et par la mesure directe (figure 4.18).

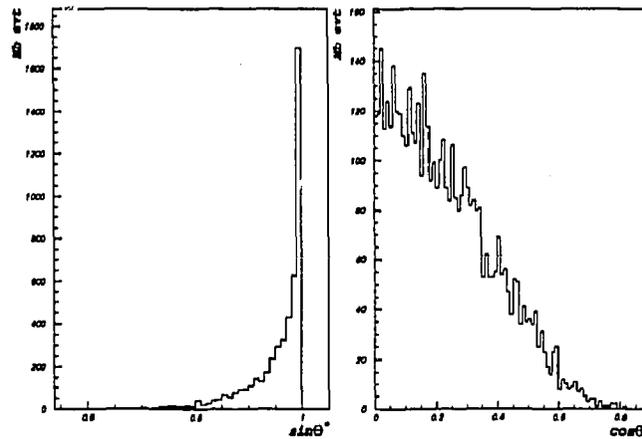


Figure 4.22: *Distribution en  $\sin \theta^*$  et  $\cos \theta^*$  des événements  $J/\psi$ .*

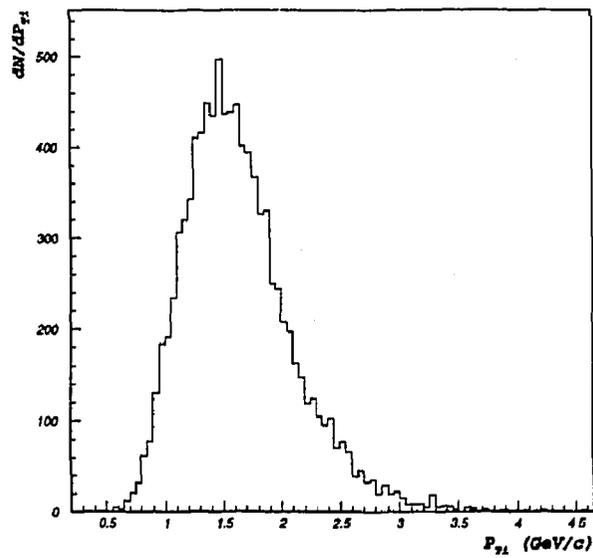


Figure 4.23: *Distribution de l'impulsion transverse des muons de la résonance  $J/\psi$ .*

#### 4.3.4 Description analytique des pics $J/\psi$ et $\psi'$

Le pic  $J/\psi$  observé peut pour l'essentiel être décrit par une loi de distribution gaussienne  $F(X)$  telle que :

$$F(X) = e^{-\frac{X^2}{2\sigma_\psi^2}} \quad (4.32)$$

La variable  $X = M - M_\psi$  est caractéristique des fluctuations expérimentales de la masse  $M_\psi$  de la résonance  $J/\psi$ . La variance  $\sigma_\psi^2$  est le résultat de la somme quadratique des erreurs indépendantes  $\sigma_{spe}$  et  $\sigma_{SM}$

$$\sigma_\psi^2 = \sigma_{SM}^2 + \sigma_{spe}^2 \quad (4.33)$$

$\sigma_{SM}^2$  est la variance dépendant des fluctuations sur les mesures d'angle de chaque muon et  $\sigma_{spe}^2$  est la variance associée aux fluctuations sur la mesure des impulsions introduites par le spectromètre. Considérées individuellement, chacune de ces contributions peut être décrite par une loi de distribution gaussienne :

$$F_{SM}(X_1) = e^{-\frac{X_1^2}{2\sigma_{SM}^2}} \quad (4.34)$$

$$F_{spe}(X_2) = e^{-\frac{X_2^2}{2\sigma_{spe}^2}} \quad (4.35)$$

Les fluctuations indépendantes  $X_1$  et  $X_2$  interviennent simultanément et la probabilité d'observer un écart global  $X = X_1 + X_2$  s'écrit :

$$F(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{X_1^2}{2\sigma_{SM}^2}} \times e^{-\frac{(X - X_1)^2}{2\sigma_{spe}^2}} dX_1 \quad (4.36)$$

L'intégration est immédiate et conduit à l'équation (4.32). Ce calcul de combinaison de probabilités est présenté pour illustrer la technique utilisée pour étudier analytiquement les distorsions de forme des lois de distribution gaussienne.

Les pertes d'énergie dissymétriques introduites par l'ensemble des mécanismes de type électromagnétique représentent la distorsion la plus importante. Ces fluctuations autour de la masse du  $J/\psi$  s'écrivent :

$$D(X) = \varepsilon e^{\alpha X} \quad X = \frac{(M - M_\psi)}{M_\psi} \quad (4.37)$$

$$D(X) = 0 \quad \text{lorsque } X \geq 0 \quad (4.38)$$

La variable  $X$  représente les variations relatives de la masse  $M$  autour de  $M_\psi$ .  $\varepsilon$  est indépendant de la masse du dimuon et ce même calcul pourra être introduit pour évaluer la distorsion introduite sur le pic  $\psi'$ .

Cette source de fluctuation  $X_1$  intervient simultanément avec les autres causes de fluctuations  $X_2$  (Diffusion multiple et incertitudes de mesure des impulsions des

muons). La probabilité d'observer un écart  $X = X_1 + X_2$  se calcule comme dans l'exemple précédent :

$$GD(X) = \int_{-1}^0 e^{-\alpha X_1} \times e^{-b^2(X - X_1)^2} dX_1 \quad (4.39)$$

le coefficient  $b^2$  est égal à  $\frac{M_\psi^2}{2\sigma_\psi^2}$ .

La loi de distribution  $F_{J/\psi}(M)$  représentative du pic  $J/\psi$  distordu peut alors s'écrire :

$$F_{J/\psi}(M) = A \times G_0(M) + B \times GD(M) + \varepsilon_1 G_1(M) + \varepsilon_2 G_2(M) \quad (4.40)$$

$G_0(M)$  est la gaussienne principale :

$$G_0(M) = e^{-\frac{(M - M_\psi)^2}{2\sigma_\psi^2}} \quad (4.41)$$

$GD(M)$  introduit le terme de distorsion disymétrique :

$$GD(M) = e^{\alpha X} \int_{-1 - (X + \frac{\alpha X}{2b^2})}^{-(X + \frac{\alpha X}{2b^2})} e^{-b^2 U^2} dU \quad X = \frac{M - M_\psi}{M_\psi} \quad (4.42)$$

L'amplitude  $A$  correspond à la probabilité pour qu'un événement  $J/\psi$  subisse les effets des diffusions multiples et des erreurs expérimentales. L'amplitude  $B$  caractérise une faible population d'événements qui ont subi une perturbation supplémentaire due aux collisions inélastiques. La forme du pic expérimental  $J/\psi$  est pour l'essentiel définie par les fonctions  $G_0(M)$  et  $GD(M)$ . Pour tenir compte de distorsions mineures introduites par la diffusion de Molière (ou par des erreurs expérimentales statistiquement anormales), deux gaussiennes  $G_1(M)$  et  $G_2(M)$  dites de correction complètent la formulation analytique :

$$G_1(M) = e^{-\frac{(M - M_\psi)^2}{2\sigma_1^2}} \quad (4.43)$$

$$G_2(M) = e^{-\frac{(M - M_\psi)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (4.44)$$

Compte tenu de la distribution de Molière (figure 4.17), le rapport des amplitudes  $\varepsilon_1/A$  doit être de l'ordre de  $7.10^{-2}$  et  $\sigma_1 \simeq 2 \times \sigma_{SM}$ . En toute rigueur, la gaussienne  $G_2$  tient compte des distorsions d'ordre supérieur  $\sigma_2 \simeq 4 \times \sigma_{SM}$ . Toutefois la probabilité d'existence d'événements affectés par ces fluctuations est négligeable.

La formulation analytique de la loi de distribution en masse  $F_{\psi'}(M)$  représentative du pic  $\psi'$  est directement déduite de l'étude précédente :

$$F_{\psi'}(M) = A' \times G'_0(M) + B' \times GD(M) + \varepsilon'_1 G'_1(M) + \varepsilon'_2 G'_2(M) \quad (4.45)$$

L'écart type de la gaussienne principale  $G'_0(M)$  est défini par l'équation 4.17. La loi de distribution  $GD(M)$  (équation 4.42) relative à la distorsion disymétrique est fonction de l'erreur relative  $X$  introduite sur la masse  $M$ . La distorsion disymétrique du pic  $\psi'$  est donc décrite par la fonction  $GD(M)$ , la variable  $X$  étant alors égale à  $\frac{M - M_{\psi'}}{M_{\psi'}}$ . Le paramètre  $\alpha$  caractéristique de la forme de la distorsion est indépendant de la masse  $M$ . Sa valeur doit être de l'ordre de 12 [GIN86].

### 4.3.5 Validité de la description analytique du pic $J/\psi$ .

Pour illustrer l'importance des distorsions introduites dans la forme des pics expérimentaux  $J/\psi$  et  $\psi'$ , une simulation tenant compte des caractéristiques du dispositif expérimental a été réalisée. Les résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$  sont générées en supposant qu'elles résultent d'une interaction ( $\text{nucléon}_{\text{cible}} - \text{nucléon}_{\text{projectile}}$ ) dans les collisions  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$ . La trajectoire des muons est suivie pas à pas à travers le dispositif expérimental en tenant compte des pertes d'énergie dans les absorbeurs, de la diffusion coulombienne multiple (loi de Molière), des contributions de Bremsstrahlung et de créations de paires. La position des traces dans les chambres est définie avec une résolution spatiale de l'ordre de l'intervalle entre deux fils. Ces données simulées sont ensuite analysées avec le programme standard de reconstruction des traces et de calcul de masse.

Le spectre de masse simulé du pic  $J/\psi$  est présenté figure 4.24

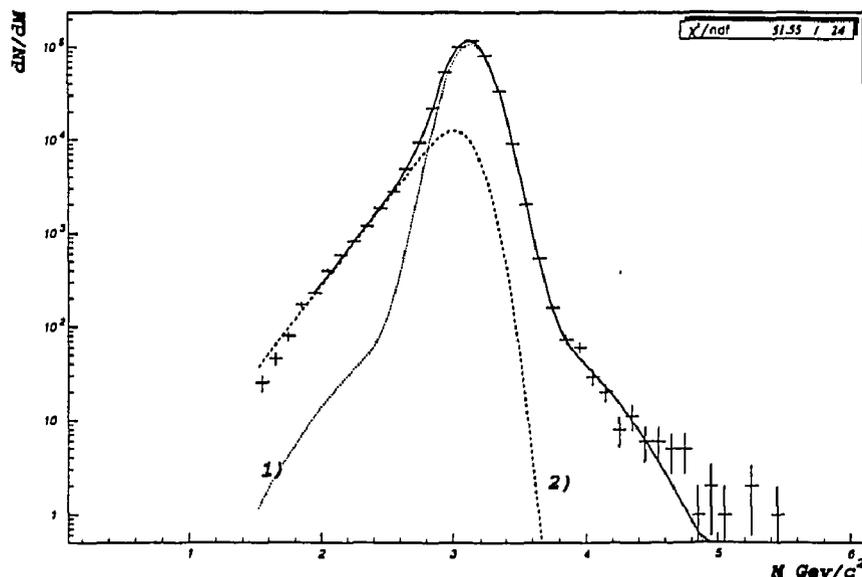


Figure 4.24: Spectre de masse simulé du  $J/\psi$ . 1) Gaussiennes distordues (Molière). 2) Distorsion asymétrique.

Afin de justifier la confiance qu'il faut accorder à la description analytique  $F_{J/\psi}(M)$  un ajustement par la méthode de minimisation du  $\chi^2$  des données simulées est réalisé.

Les principaux paramètres qu'il faut optimiser sont par ordre d'importance :

1. Gaussienne principale  $G_0(M)$  : Amplitude  $A$ , valeur de la masse  $M_{J/\psi}$ , écart type  $\sigma_{J/\psi}$ .

2. Distorsions  $GD(M)$  dues au Bremsstrahlung et aux collisions inélastiques : Amplitude B, paramètre de forme  $\alpha$
3. Gaussienne de correction Molière  $G_1(M)$  : Amplitude  $\varepsilon_1$  écart type  $\sigma_1$
4. Gaussienne de correction du deuxième ordre  $G_2(M)$  : Amplitude  $\varepsilon_2$  écart type  $\sigma_2$

le tableau 4.4 regroupe les paramètres obtenus par l'ajustement :

	Valeurs ajustement	Estimation théorique
$G_0(M)$	$M_{J/\psi} = 3.138 \text{ GeV}/c^2$ $\sigma_{J/\psi} = 0.128 \text{ GeV}/c^2$ $A = 108.10^3$	$M_{J/\psi} = 3.097 \text{ GeV}/c^2$ $\sigma_{J/\psi}^2 = \sigma_{SM}^2 + \sigma_{spe}^2$ $a \simeq 0.5$
$GD(M)$	$\alpha = 13.38$ $B=3.01$	$\alpha \simeq 12$
$G_1(M)$	$\sigma_1 = 1.856 \sigma_{SM}$ $\varepsilon_1/A = 0.17$	$\sigma_1 = 1.88 \sigma_{SM}$ $\varepsilon_1/A = 7 \cdot 10^{-2}$
$G_2(M)$	$\sigma_2 = 5.76 \sigma_{SM}$ $\varepsilon_2/A = 16 \cdot 10^{-4}$	$\sigma_2 = 4 \sigma_{SM}$ $\varepsilon_2/A = 7 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4.4: Comparaison entre valeurs théoriques et ajustées des paramètres de la fonction  $F_{J/\psi}(M)$ .

La décroissance lente de la diffusion multiple est particulièrement visible sur la partie droite du spectre (figure 4.24) mais il ne faut pas perdre de vue que cet effet intervient pour un nombre d'événements négligeables par rapport à la population totale du  $J/\psi$  (0.1%). La distorsion disymétrique la plus importante concerne l'ensemble des mécanismes de Bremsstrahlung et de création de paires.

- La position du pic  $J/\psi$  est décentrée de 40 MeV par rapport à la valeur théorique. Le biais résulte vraisemblablement d'une utilisation différente des tables de perte d'énergie dans la méthode de simulation et dans le dépouillement des résultats.
- L'accord entre valeurs théoriques et les résultats des ajustements est très satisfaisant pour  $\alpha$  et  $\sigma_1$ . La perte d'énergie disymétrique et la diffusion multiple de Molière semblent correctement appréhendées. Les amplitudes  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  déduites de l'ajustement sont supérieures aux estimations théoriques. Les anomalies de distribution des erreurs expérimentales peuvent expliquer cet excès.
- La valeur  $\chi^2$  définissant la qualité de l'ajustement est égale à 2.1. Le désaccord le plus important apparaît aux très basses masses. La paramétrisation  $e^{-\alpha(M-M_\psi)/M_\psi}$  est satisfaisante lorsque les pertes d'énergie relative  $v = \frac{\Delta M}{M}$  sont faibles ( $0.2 < v < 0.05$ ). Lorsque  $v$  augmente, la paramétrisation théorique devient imprécise. Les fonctions  $v^{-b}$  sont mal définies.

La forme analytique de la fonction  $F_{J/\psi}(M)$  étant justifiée et les paramètres correctement définis, l'étude comparative du spectre simulé  $\psi'$  (figure 4.25) et de la distribution analytique  $F_{\psi'}(M)$  peut être entreprise. L'équation 4.17 permet de calculer la résolution  $\sigma_{\psi'}$  connaissant  $\sigma_{J/\psi}$ .

$$\sigma_{\psi'}^2 = \sigma_{J/\psi}^2 \left[ a + (1 - a) \left( \frac{M_{\psi'}}{M_{J/\psi}} \right)^4 \right] \quad a \simeq 0.5 \quad (4.46)$$

$a$  représente la contribution relative due à la diffusion multiple  $\sigma_{SM}^2 = a \times \sigma_{J/\psi}^2$ . En admettant que les simulations reflètent parfaitement la situation expérimentale, il suffirait de fixer la valeur  $a = 0.5$  pour calculer  $\sigma_{\psi'}$ . En réalité une simulation ne peut pas prendre en compte toutes les causes d'erreurs expérimentales que ce soit l'estimation de la diffusion multiple dans l'absorbeur, la localisation dans les chambres proportionnelles ou les défauts d'homogénéité du champ de l'aimant.

Compte tenu du terme correctif important  $\left( \frac{M_{\psi'}}{M_{J/\psi}} \right)^4 \simeq 2$ , le moindre écart entre  $a$  simulé et expérimental va se traduire par un calcul  $\sigma_{\psi'}$  erroné. La justification de ces propos semble se confirmer en comparant les résolutions du pics  $J/\psi$  obtenues sur les spectres expérimentaux et simulés :

$$\begin{aligned} \sigma_{J/\psi}(exp) &= 0.132 \text{ GeV}/c^2 \\ \sigma_{J/\psi}(simul) &= 0.128 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

Cette différence indique que les sources d'incertitude introduites par simulation sont sous estimées. Il semble simple d'introduire les lois de la diffusion multiple. Par contre les causes d'erreurs dans le spectromètre sont difficiles à cerner. L'étude du pic  $\psi'$

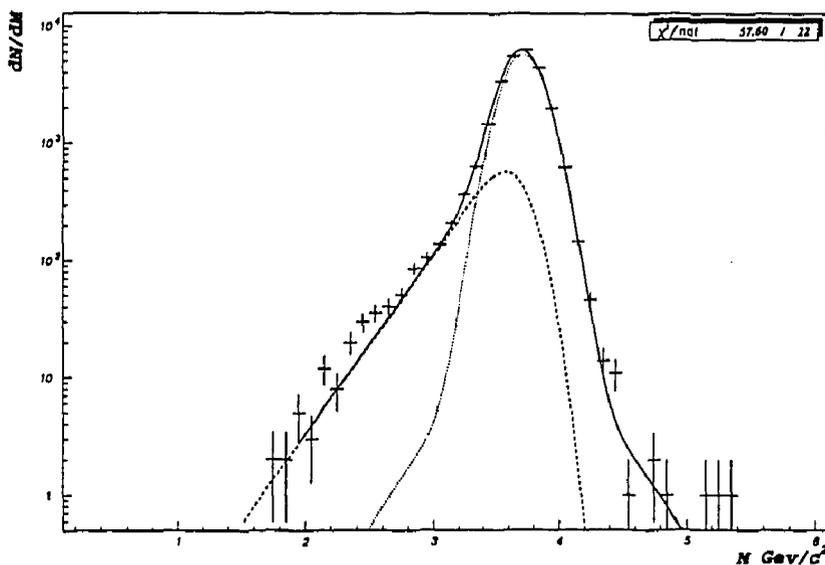


Figure 4.25: Spectre de masse simulé du  $\psi'$

simulé a donc été entreprise comme précédemment. Le paramètre  $\sigma_{\psi'}$  est libre et est calculé par ajustement de la fonction  $F_{\psi'}(M)$ . Dans ces conditions la forme du pic  $\psi'$  est correctement appréhendée (figure 4.25). La valeur du  $\chi^2$  est égale à 2.4 et la résolution  $\sigma_{\psi'} = 0.143 \text{ GeV}/c^2$ . Le désaccord provient de la contribution  $\sigma_{SM}$  de la diffusion multiple qui est égale à  $0.110 \text{ GeV}/c^2$ . Compte tenu de l'équation 4.17, il apparaît impossible d'imposer  $a \simeq 0.5$  conformément à la situation expérimentale. Fixer cette valeur conduirait à une résolution  $\sigma_{\psi'} = 0.156 \text{ GeV}/c^2$ .

En conclusion, la loi de distribution  $F_{J/\psi}(M)$  représente correctement la forme du pic expérimental  $J/\psi$ . Les distorsions introduites sont physiquement comprises et les résultats sont en bon accord avec le spectre simulé. Cette approche analytique a pour seule exigence de fixer la part de la diffusion multiple dans le pic  $J/\psi$ . Une mauvaise appréciation de  $\sigma_{SM}$  modifie dans le pic  $J/\psi$  l'ampleur de la distorsion introduite par la théorie de Molière qui intervient de manière mineure. Par contre, imposer  $\sigma_{SM} = 110 \text{ MeV}$  (simulation) bien qu'expérimentalement  $\sigma_{SM}$  soit de l'ordre de 95 MeV introduit sur le paramètre  $\sigma_{\psi'}$  de la fonction  $F_{\psi'}(M)$  une erreur systématique de 12 MeV.

L'analyse des spectres de masse (figure 4.1) pourrait être réalisée en utilisant les spectres simulés du  $J/\psi$  et du  $\psi'$  (figure 4.24 et 4.25). De la même manière la contribution du fond continu (Drell-Yan et charm  $D\bar{D}$ ) peut être simulée. Une simulation ne peut pas prendre en compte toutes les causes d'incertitudes expérimentales. Compte tenu de la description des différentes sources de fluctuations réalisée dans ce paragraphe, il semble plus sécurisant de calculer et de définir une forme analytique des pics  $J/\psi$  et  $\psi'$ .

## 4.4 Analyse de forme du fond continu

Les mécanismes de Drell-Yan et de Charme ouvert ( $D\bar{D}$ ) constituent le continuum. Le deuxième a surtout une contribution dans la région des basses masses. Ces distributions ont été simulées suivant le même principe adopté pour les pics de résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$ . Ces spectre simulés sont présentés figure 4.26 et 4.27.

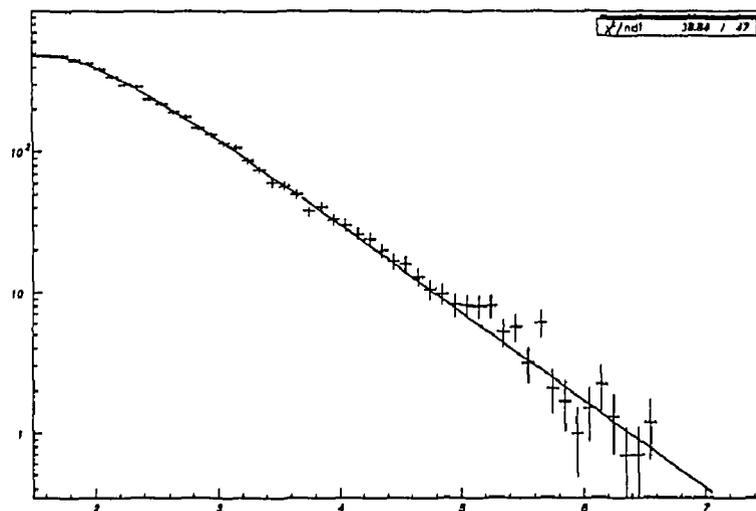


Figure 4.26: Spectre Drell-Yan (simulation).

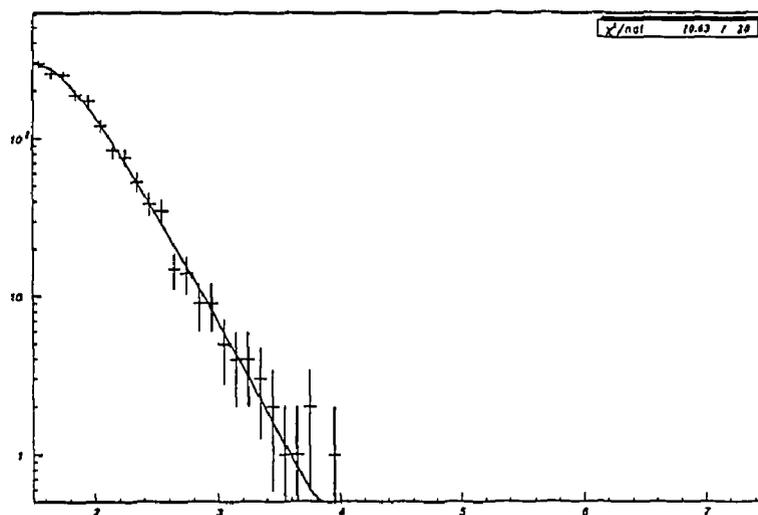


Figure 4.27: Spectre  $D\bar{D}$  (simulation).

Une forme analytique simple est adoptée pour ces deux spectres :

$$F_{DY}(M) = e^{-M/M_{DY}} \quad M_{DY} = 0.693 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.47)$$

$$F_{DD}(M) = e^{-M/M_{DD}} \quad M_{DD} = 0.299 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.48)$$

Un terme correctif pour les basses masses doit en toute rigueur être introduit pour tenir compte des pertes d'acceptance géométrique du spectromètre:

$$F'_{DY}(M) = A.e^{-M/M_{DY}} \left(1 - e^{-\frac{-(M-M_1)}{M_2}}\right) \quad (4.49)$$

$$F'_{D\bar{D}}(M) = B.e^{-M/M_{DD}} \left(1 - e^{-\frac{-(M-M_3)}{M_4}}\right) \quad (4.50)$$

Les paramètres  $M_1$  à  $M_4$  peuvent être déterminés à partir d'ajustements des spectres simulés. Cependant si l'étude du continuum est effectuée à partir de la masse 1.9 l'influence de l'acceptance de l'appareillage est négligeable (figure 4.26 et 4.27). Une modélisation des mécanismes Charme  $D\bar{D}$  et Drell-Yan par des exponentielles (équations 4.47 et 4.48) est satisfaisante. Ce choix a été fait car il tend à rendre notre analyse indépendante des simulations. Dans le même esprit les valeurs de  $M_{DY}$  et  $M_{DD}$  ne sont pas fixées a priori à partir des simulations. Seul le rapport des masses  $R_m = \frac{M_{DD}}{M_{DY}}$  est fixé à 0.43 (ce nombre est obtenu à partir des événements simulés). Par contre, la pente du Drell-Yan, élément essentiel de l'analyse, est laissée libre. La forme analytique du continuum utilisée pour l'analyse s'écrit :

$$C_{ont}(M) = A_{DY} \times F_{DY}(M) + A_{DD} \times F_{DD}(M) \quad (4.51)$$

$A_{DY}$  et  $A_{D\bar{D}}$  sont des termes d'amplitudes.

## 4.5 Correction d'acceptance

Pour chaque résonance ou mécanisme se désintégrant en dimuon, les effets de l'appareillage sont déterminés à l'aide de simulations. Les événements simulés correspondant au domaine cinématique de l'expérience sont traités par le programme de reconstruction. Le rapport  $\mathcal{A}$  défini par :

$$\mathcal{A} = \frac{\text{Nombre d'événements reconstruits}}{\text{Nombre d'événements générés}} \quad (4.52)$$

permet de déterminer une acceptance globale pour chaque production dimuonique  $J/\psi, \psi', \text{Drell-Yan}^3$  et Charme  $D\bar{D}$  (tableau 4.5).

	$\mathcal{A}$ (%)
$J/\psi$	$15.73 \pm 0.07$
$\psi'$	$18.36 \pm 0.08$
Drell-Yan	$15.88 \pm 0.02$
$D\bar{D}$	$4.97 \pm 0.12$

Tableau 4.5: Acceptance des résonances  $J/\psi, \psi'$  et des mécanismes Drell-Yan et  $D\bar{D}$ .

Les nombres d'événements obtenus pour les divers mécanismes après ajustement pourront donc être corrigés d'acceptance.

---

<sup>3</sup>L'acceptance du Drell-Yan est donnée pour le domaine de masse 2.7 à 3.5 GeV/c<sup>2</sup>.

## 4.6 Résultats

### 4.6.1 Analyse du spectre de masse indépendamment de l'énergie transverse

Dans une première étape, l'ajustement par maximum de vraisemblance est réalisé sur l'ensemble des données (toutes énergies transverses confondues) pour un domaine de masse compris entre  $1.9 \text{ GeV}/c^2$  et  $6.0 \text{ GeV}/c^2$ . L'influence de la borne inférieure de ce domaine de masse sur l'ajustement a été étudiée. Cette étude est décrite en détail au paragraphe suivant. Le rapport  $R_m = \frac{M_{DD}}{M_{DY}}$  est fixé à 0.43. L'importance du choix de la valeur de  $R_m$  sur la stabilité des paramètres physiques ( $J/\psi$ )/Drell-Yan et  $\psi'/\psi$  est étudiée au paragraphe 4.6.2. Les seuls paramètres libres de l'ajustement sont :

- Amplitude des mécanismes  $J/\psi, \psi', \text{Drell-Yan}$  et  $D\bar{D}$ (charm)
- Position du pic  $J/\psi$  et largeur  $\sigma_\psi$
- Pente du mécanisme Drell-Yan  $M_{DY}$

Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure 4.28. L'accord entre expérience et description analytique est satisfaisant ( $\chi^2 = 1.03$ ). La masse obtenue pour la résonance  $J/\psi$  ( $3.096 \pm 0.001 \text{ GeV}/c^2$ ) est très proche de la masse donnée dans les tables [PPD94]. La pente du Drell-Yan obtenue par ajustement sur les données est compatible avec celle déterminée par simulation (tableau 4.6).

	$M_{DY} \text{ (GeV}/c^2)$
simulation	$0.693 \pm 0.034$
données	$0.672 \pm 0.011$

Tableau 4.6: Valeur du paramètre pente du Drell-Yan obtenue par simulation et sur les données

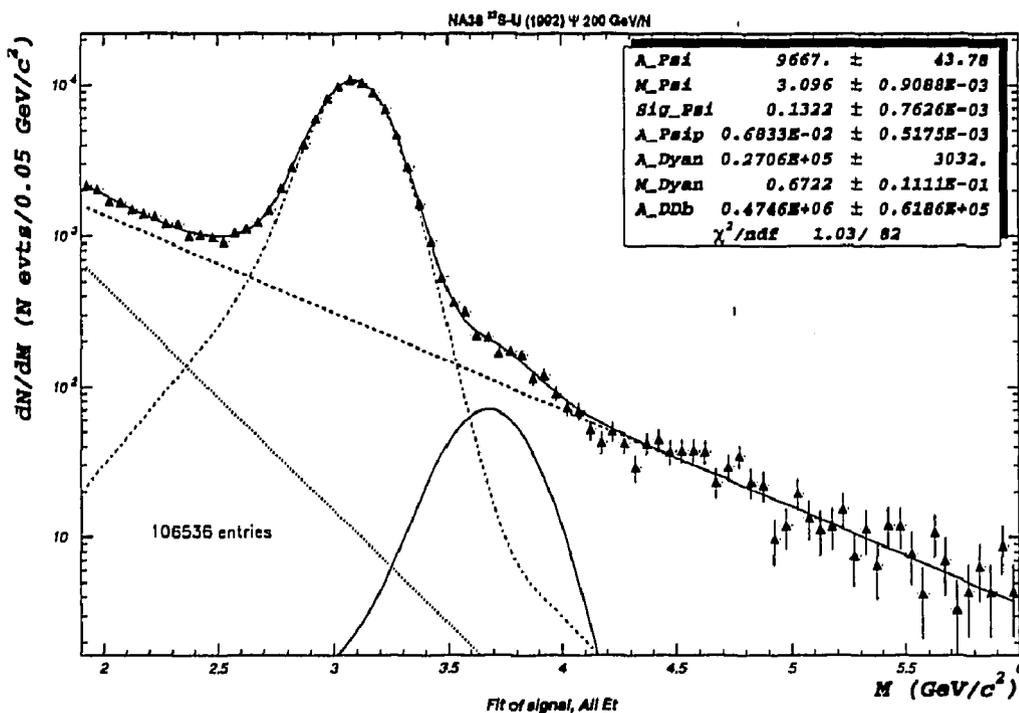


Figure 4.28: Ajustement du spectre de masse des événements dimuons.

#### 4.6.1.1 Choix du domaine d'ajustement

L'étude de l'évolution des principaux paramètres de l'ajustement montre que le choix de la borne inférieure du domaine de masse analysé n'est pas critique. En particulier, les variations du paramètre pente du Drell-Yan (figure 4.29 en haut), lorsque le seuil inférieur du domaine de masse est fixé entre 1.9 et 2.1  $\text{GeV}/c^2$ , sont faibles et compatibles avec la valeur déterminée par la simulation. Le seuil de 1.9  $\text{GeV}/c^2$  a été retenu car il permet de déterminer la pente du Drell-Yan de part et d'autre des pics des résonances avec une bonne précision. En dessous de 1.9  $\text{GeV}/c^2$  l'influence de l'acceptance sur les fonctions analytiques décrivant le Drell-Yan et le  $D\bar{D}$  prennent une grande importance et l'ajustement des données devient tributaire des simulations.

La même étude a été réalisée pour les rapports  $J/\psi/\text{Drell-Yan}$  et  $\psi'/\psi$ . Le rapport  $J/\psi/\text{Drell-Yan}$  (figure 4.29 au centre) présente une variation maximum de 6% avec cependant une erreur importante lorsque les seuils en masse sont fixés à 2.1 ou 2.3  $\text{GeV}/c^2$ . Le rapport  $\psi'/\psi$  quant à lui est pratiquement insensible au choix du seuil en masse de l'ajustement (figure 4.29 en bas)

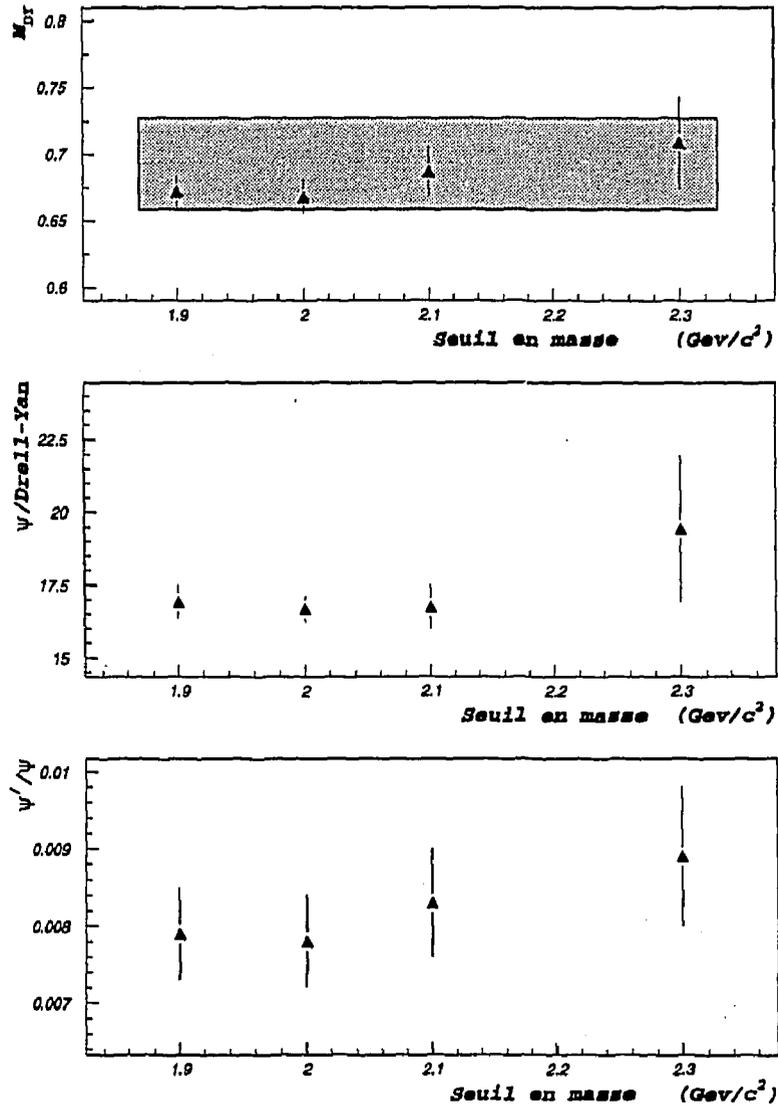


Figure 4.29: Evolution du paramètre  $M_{DY}$  (En haut), du rapport  $\psi/\text{Drell-Yan}$  (au milieu) et  $\psi'/\psi$  (En bas) en fonction du seuil inférieur en masse de l'ajustement. La partie grise de la figure du haut représente la valeur  $M_{DY}$  obtenue par simulation.

#### 4.6.1.2 Méthode d'évaluation des erreurs

Afin de vérifier que la méthode d'analyse n'introduit pas d'erreurs systématiques et que les erreurs associées à chaque paramètre sont indépendantes, une simulation des données a été réalisée. On admet que les fonctions analytiques obtenues à partir des données expérimentales sont le meilleur estimateur des phénomènes physiques intervenant dans le spectre de masse. Dans ces conditions, chaque mécanisme est simulé conformément à sa loi de distribution fonction de la masse du dimuon. Des fluctuations statistiques indépendantes sont introduites sur le contenu de chaque canal de masse. Un spectre simulé regroupant l'ensemble des contributions de chaque processus est reconstruit. Cette démarche a été répétée  $N$  fois (50). Chaque spectre est équivalent à une nouvelle expérience avec ses fluctuations statistiques propres. La méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance est appliquée à chaque expérience simulée. Les valeurs ajustées des principales amplitudes  $\frac{A_{J/\psi}}{A_{DY}}$ ,  $A_{DY}$  et  $\frac{A_{\psi'}}{A_{J/\psi}}$  sont présentées figure 4.30

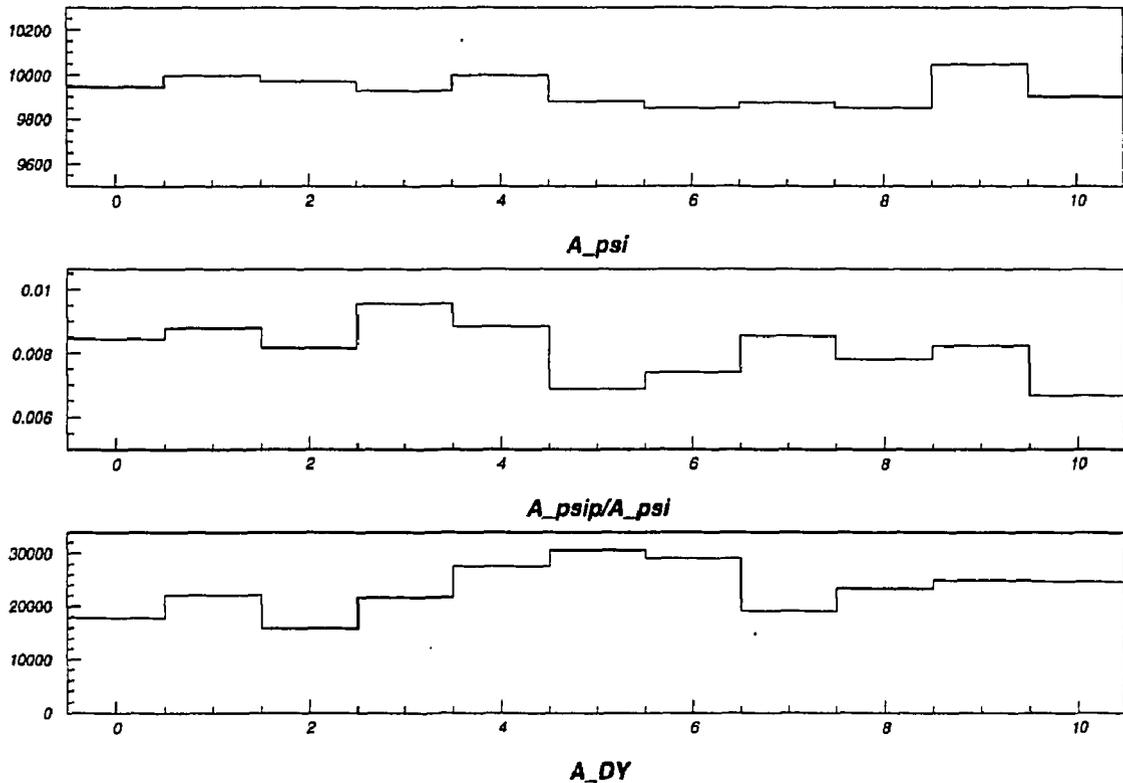


Figure 4.30: Evolution des paramètres ajustés sur les simulations.

Le contenu du canal 0 correspond à la valeur obtenue à partir de l'expérience. Pour un même numéro d'expérience simulée, c'est à dire pour un même canal, aucune corrélation n'est décelable entre variables. Pour un paramètre donné les valeurs obtenues pour un ensemble de 50 simulations sont moyennées et la variance caractérise l'erreur sans corrélation qu'il faut attribuer à chaque paramètre ajusté. Cette erreur est applicable aux données simulées mais aussi à l'expérience  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  effectivement réalisée.

#### 4.6.2 Etude et discussion des quantités $N_{\psi}/N_{DY}$ et $N_{\psi'}/N_{\psi}$ en fonction de l'énergie transverse

L'analyse finale a été effectuée en découpant le spectre d'énergie transverse en quatre bandes équipoplées et en réalisant un ajustement de chaque spectre de masse correspondant. L'équipopulation est réalisée en sélectionnant des événements dans la région de masse de la résonance  $J/\psi$  ( $2.7 \text{ GeV}/c^2$  à  $3.5 \text{ GeV}/c^2$ ). Le tableau 4.7 regroupe les populations correspondant à chaque bande.

bande d'énergie (GeV)	$\langle E_{tr}^0 \rangle$ (GeV)	nombre de paires $\mu^+\mu^-$ $M \in [1.9, 6.0]$	nombre de paires $\mu^+\mu^-$ $M \in [2.7, 3.5]$
$15.0 \leq E_{tr}^0 < 40.2$	28.6	45 160	21 225
$40.2 \leq E_{tr}^0 < 59.9$	50.3	59 170	21 238
$59.9 \leq E_{tr}^0 < 76.0$	68.2	70 610	21 271
$E_{tr}^0 \geq 76.0$	86.1	80 090	21 264

Tableau 4.7: Statistiques de chaque bande d'énergie transverse (bruit de fond non soustrait).

Certains paramètres indépendants de l'énergie transverse comme la pente du Drell-Yan, la position et la largeur du pic  $J/\psi$  sont fixés à partir des valeurs obtenues dans l'étude précédente :

$$\begin{aligned}
 M_{DY} &= 0.672 \text{ GeV}/c^2 \\
 M_{J/\psi} &= 3.096 \text{ GeV}/c^2 \\
 \sigma_{J/\psi} &= 0.132 \text{ GeV}/c^2
 \end{aligned}
 \tag{4.53}$$

Comme mentionné précédemment le rapport  $R_m$  est fixé :

$$R_m = \frac{M_{DD}}{M_{DY}} = 0.43 \quad (4.54)$$

Les seuls paramètres libres sont les amplitudes  $J/\psi$ , Drell-Yan,  $D\bar{D}$  et l'amplitude relative du  $\psi'$  par rapport au  $J/\psi$  ( $A_{\psi\psi'}$ ). La figure 4.31 montre les quatre spectres de masse auxquels sont superposés les fonctions représentant chacun des mécanismes et obtenues par l'ajustement.

#### 4.6.2.1 Stabilité des résultats en fonction de $R_m$

Le choix de  $R_m$  est sans influence notable sur l'évolution des rapports  $N_{\psi}/N_{DY}$  et  $N_{\psi'}/N_{\psi}$ . Pour trois valeurs de  $R_m$  (0.40, 0.43 et 0.46), nous avons réalisé l'étude des grandeurs physiques  $N_{\psi}/N_{DY}$  et  $N_{\psi'}/N_{\psi}$ . Les figures 4.32 et 4.33 représentent les variations de ces rapports pour 4 bandes d'énergie transverse. Seule la norme du rapport  $N_{\psi}/N_{DY}$  est légèrement modifiée ( de l'ordre de 5%). La valeur  $R_m = 0.43$  est utilisée pour toutes les études qui suivent.

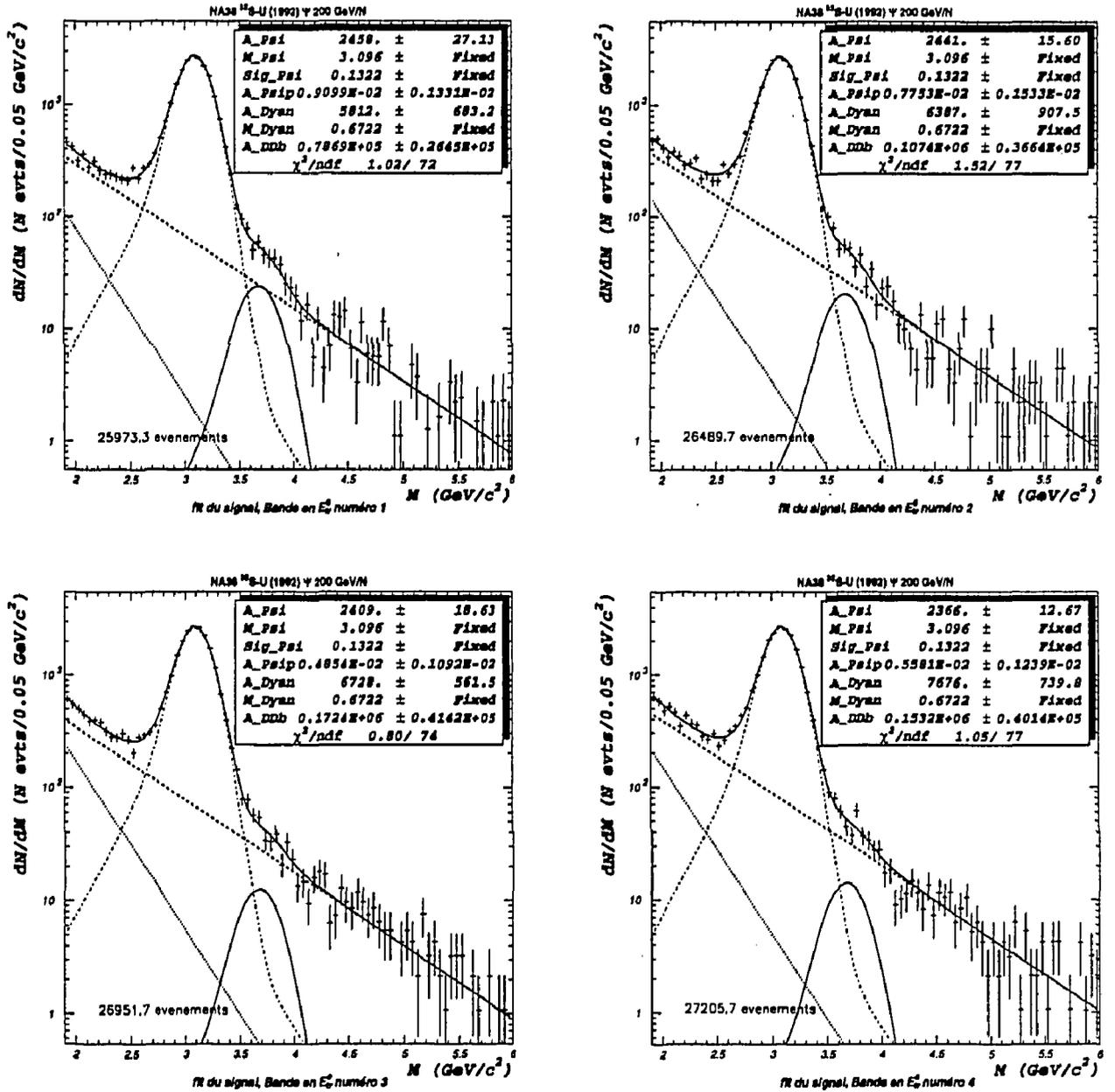
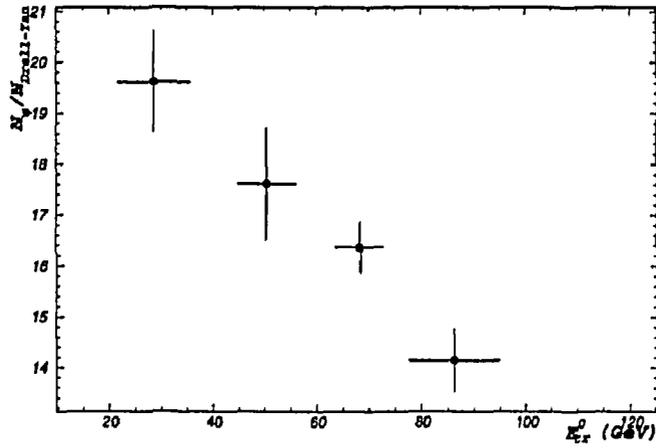
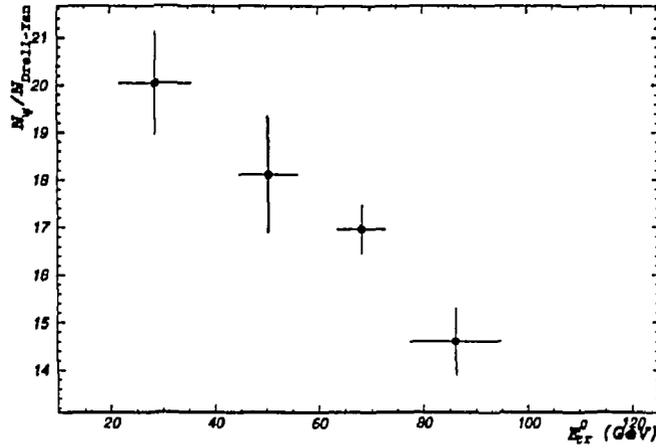


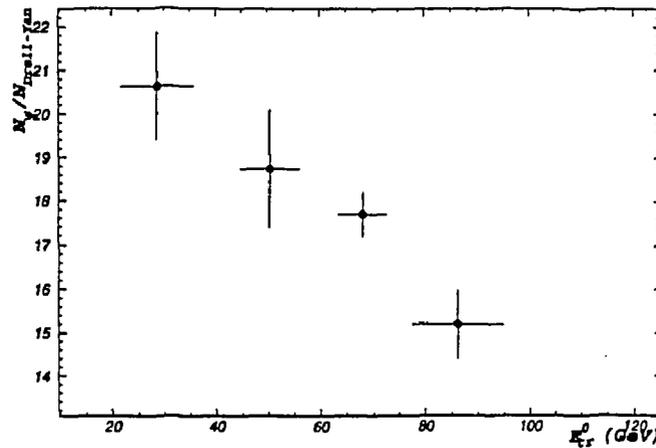
Figure 4.31: Ajustement des spectres de masse relatifs à quatre bandes d'énergie transverse.



Rapport  $\frac{M_{DD}}{M_{DY}} = 0.40$

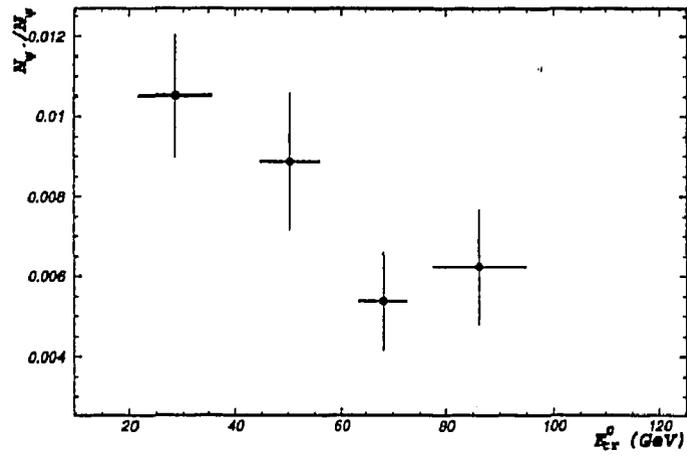


Rapport  $\frac{M_{DD}}{M_{DY}} = 0.43$

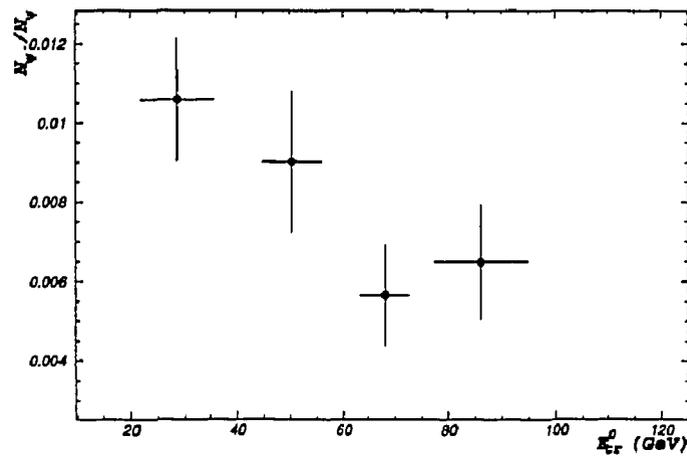


Rapport  $\frac{M_{DD}}{M_{DY}} = 0.46$

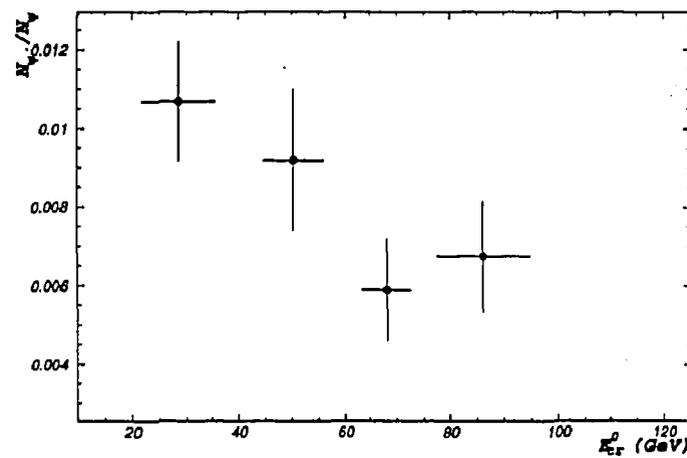
Figure 4.32: Evolution du rapport  $\psi$ /Drell-Yan en fonction du rapport des masses du Drell-Yan et du  $D\bar{D}$ .



Rapport  $\frac{M_{DD}}{M_{DY}} = 0.40$



Rapport  $\frac{M_{DD}}{M_{DY}} = 0.43$



Rapport  $\frac{M_{DD}}{M_{DY}} = 0.46$

Figure 4.33: Evolution du rapport  $\psi'/\psi$  en fonction du rapport des masses du Drell-Yan et du  $D\bar{D}$ .

#### 4.6.2.2 Problèmes rencontrés à haute énergie transverse

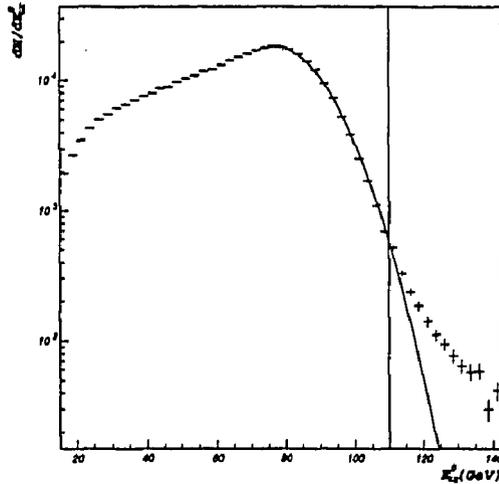


Figure 4.34: Spectre d'énergie transverse neutre  $E_{tr}^0$ , avec lissage gaussien des hautes énergies.

L'observation du spectre d'énergie transverse (figure 4.34) fait apparaître un nombre anormalement élevé d'événements à haute énergie ( $E_{tr}^0 > 110 \text{ GeV}$ ). Dans cette région la décroissance du spectre ne correspond plus à une forme gaussienne.

Ces événements "anormaux" ont été étudiés, cependant aucune cause expliquant leur production n'a pu être trouvée. L'étude de ce problème dépasse largement le cadre de cette thèse. Il est nécessaire d'apprécier qualitativement l'influence de ces événements sur les quantités  $N_{\psi'}/N_{\psi}$ .

Les figures 4.35, 4.36 et 4.37 représentent les rapports  $N_{\psi'}/N_{\psi}$  en fonction de l'énergie transverse dans les trois cas suivant :

- sans coupure en énergie transverse,
- avec coupure  $E_{tr}^0 < 110 \text{ GeV}$  (400 événements rejetés),
- avec coupure  $E_{tr}^0 < 95 \text{ GeV}$  (3500 événements rejetés),

Le dernier point des figures 4.35, 4.36 et 4.37 correspondant à une énergie transverse  $E_{tr}^0 \simeq 84 \text{ GeV}$  dépend de la coupure. Sa valeur est d'autant plus faible que la coupure en énergie est basse ( $N_{\psi'}/N_{\psi} = 0.66\%$ ,  $N_{\psi'}/N_{\psi} = 0.58\%$ ,  $N_{\psi'}/N_{\psi} = 0.46\%$ ). Il s'agit d'un effet systématique. Une amplitude de variation aussi importante ne peut être expliquée que par des collisions très "périphériques" ou de type *nucléon - noyau*. Pourquoi alors la valeur de l'énergie transverse est-elle aussi élevée? Quelle que soit la bande en énergie transverse, ces coupures ne modifient pas le rapport  $N_{\psi}/N_{DY}$ . Les résultats présentés dans la suite de cette thèse sont obtenus sans coupure

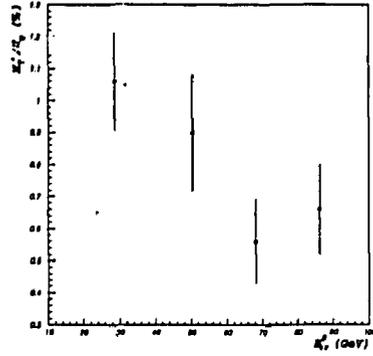


Figure 4.35: Evolution du rapport  $N_{\psi'}/N_{\psi}$  en fonction de l'énergie transverse sans coupure sur  $E_{tr}^0$ .

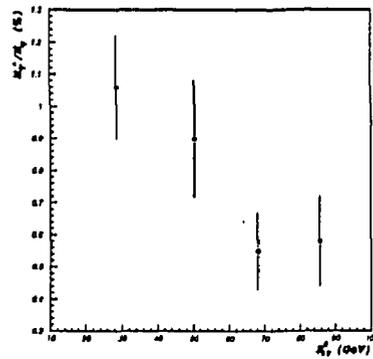


Figure 4.36: Evolution du rapport  $N_{\psi'}/N_{\psi}$  en fonction de l'énergie transverse avec coupure  $E_{tr}^0 < 110$  GeV.

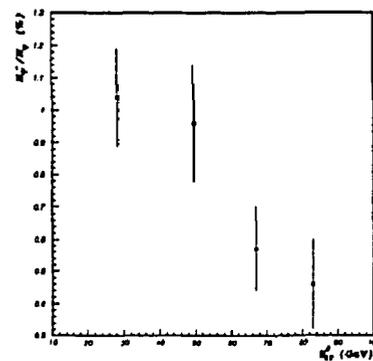


Figure 4.37: Evolution du rapport  $N_{\psi'}/N_{\psi}$  en fonction de l'énergie transverse avec coupure  $E_{tr}^0 < 95$  GeV.

### 4.6.3 Etude des rapports des sections efficaces (J/ψ)/Drell-Yan et ψ'/ψ en fonction de l'énergie transverse et de la densité d'énergie

La densité d'énergie moyenne  $\langle \varepsilon \rangle$  est obtenue à partir de l'énergie transverse neutre  $\langle E_{tr}^0 \rangle$  par la relation :

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3 \langle E_{tr}^0 \rangle}{\tau_0 \times \Delta\eta \times S_{\perp}} \quad (4.55)$$

- $\tau_0$  est le temps de formation du plasma (1 fm/c)
- $\Delta\eta$  est le domaine de rapidité couvert par le calorimètre électromagnétique ( $\Delta\eta = 2.4$ )
- $S_{\perp}$  est la surface de recouvrement du projectile et de la cible.  $S_{\perp}$  est déterminée par un modèle simple de sphères dures [BAG90].

Les tableaux 4.8 et 4.9 regroupent les valeurs des rapports des sections efficaces J/ψ/Drell-Yan et ψ'/ψ obtenues pour quatre bandes d'énergie transverse neutre (il a été tenu compte des acceptances).  $B_{\mu\mu}$  et  $B'_{\mu\mu}$  sont les rapports de branchement en dimuon du J/ψ et du ψ'.

$\langle E_{tr}^0 \rangle$ (GeV)	$\langle \varepsilon \rangle$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	$\frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY}}$ %
28.6	1.34	21.09 ± 1.09
50.3	1.65	19.06 ± 1.24
68.2	1.94	17.85 ± 0.50
86.1	2.33	15.37 ± 0.71

Tableau 4.8: Evolution du rapport  $\frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY}}$  pour les différentes régions d'énergie transverse.  $L$  est la longueur de matière nucléaire traversée (voir paragraphe suivant).

$\langle E_{tr}^0 \rangle$ (GeV)	$\langle \varepsilon \rangle$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	$L$ (fm)	$\frac{B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}}{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}$ %
28.6	1.34	7.01	1.23 ± 0.18
50.3	1.65	8.25	1.05 ± 0.21
68.2	1.94	9.22	0.66 ± 0.15
86.1	2.33	10.17	0.76 ± 0.17

Tableau 4.9: Evolution du rapport  $\frac{B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}}{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}$  pour les différentes bandes d'énergie transverse.

Les figures 4.38, 4.39 montrent l'évolution du rapport  $\frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY}}$  en fonction de l'énergie transverse neutre  $E_{tr}^0$  et de la densité d'énergie  $\varepsilon$ . La contribution du Drell-Yan est intégrée dans le domaine de masse 2.7 à 3.5  $GeV/c^2$ . Une suppression de 27% du  $J/\psi$  par rapport au Drell-Yan est observée entre la première bande et la dernière bande.

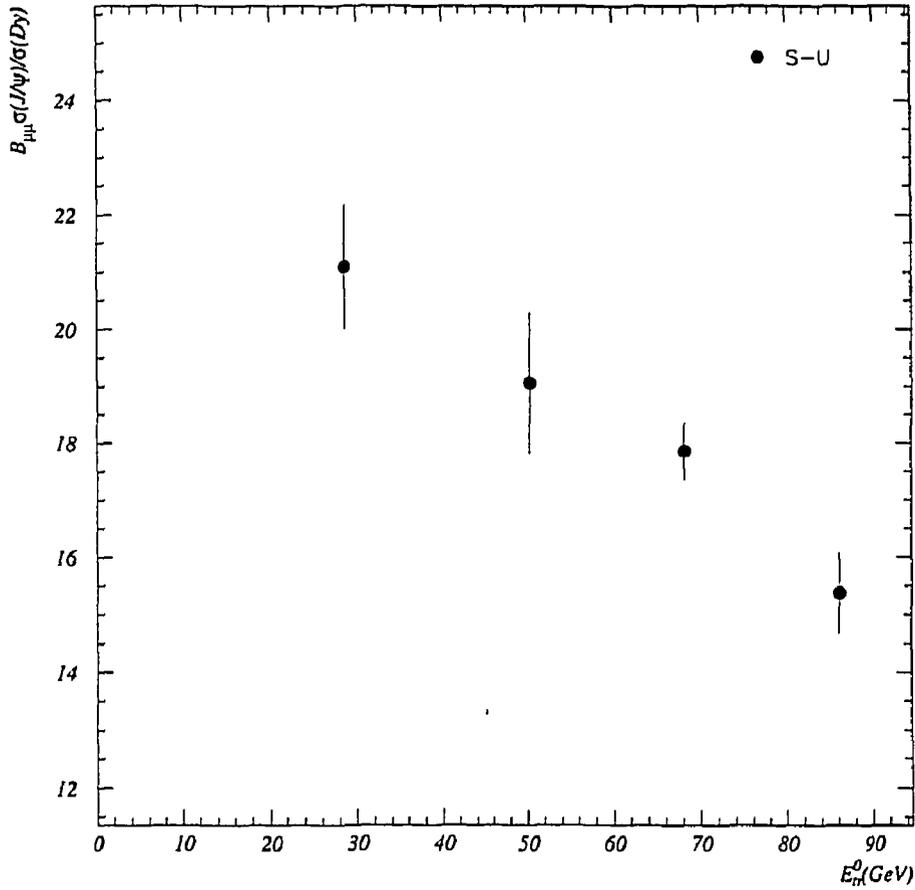


Figure 4.38: Evolution du rapport  $\frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY}}$  en fonction de l'énergie transverse. Le processus Drell-Yan est intégré dans le domaine [2.7; 3.5]  $GeV/c^2$ .

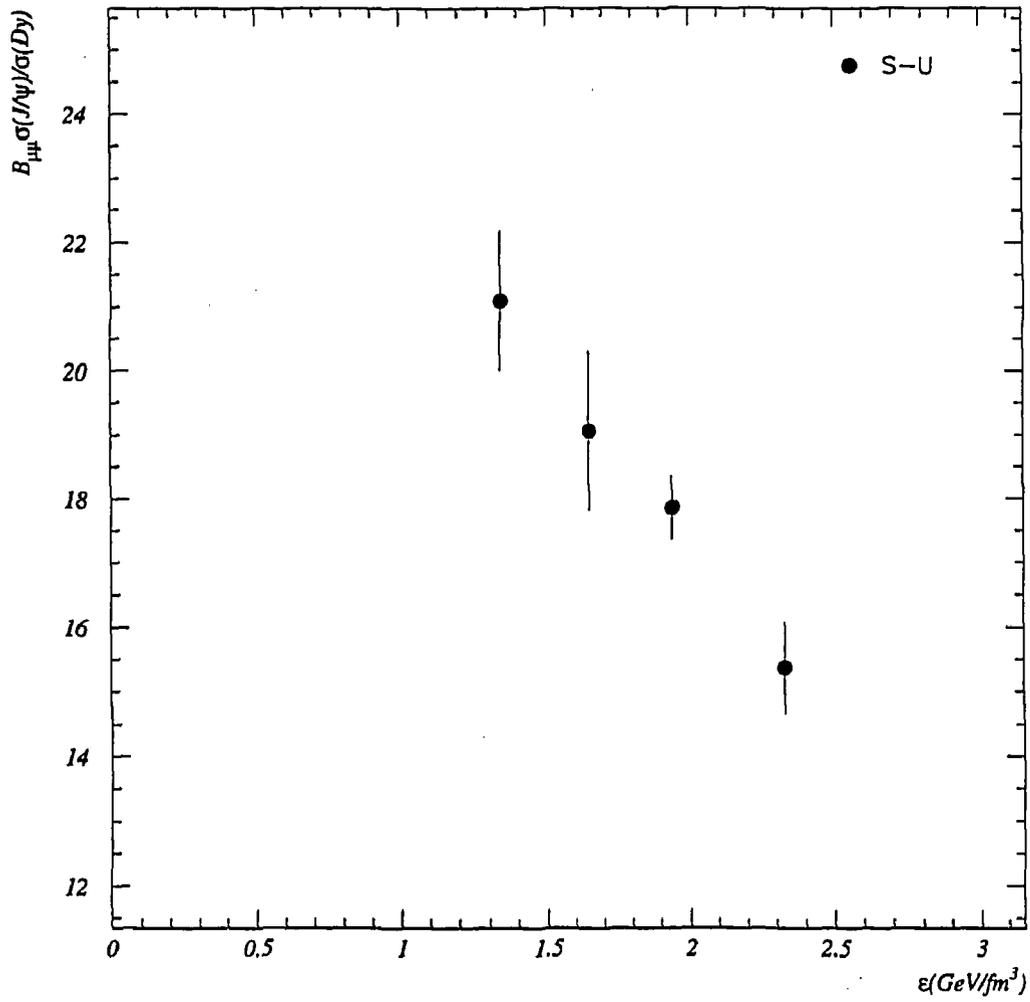


Figure 4.39: Evolution du rapport  $\frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{D\gamma}}$  en fonction de la densité d'énergie  $\epsilon$ .

Les figures 4.40 et 4.41 illustrent l'évolution du rapport  $\frac{B'_{\mu\mu\sigma\psi'}}{B_{\mu\mu\sigma J/\psi}}$  en fonction des quantités  $E_{tr}^0$  et  $\varepsilon$ . Ce rapport est multiplié par un facteur 0.61 entre la première bande et la dernière. Le rapport obtenu pour la 4<sup>ème</sup> bande est légèrement supérieur à celui de la 3<sup>ème</sup> bande (0.76% et 0.66%).

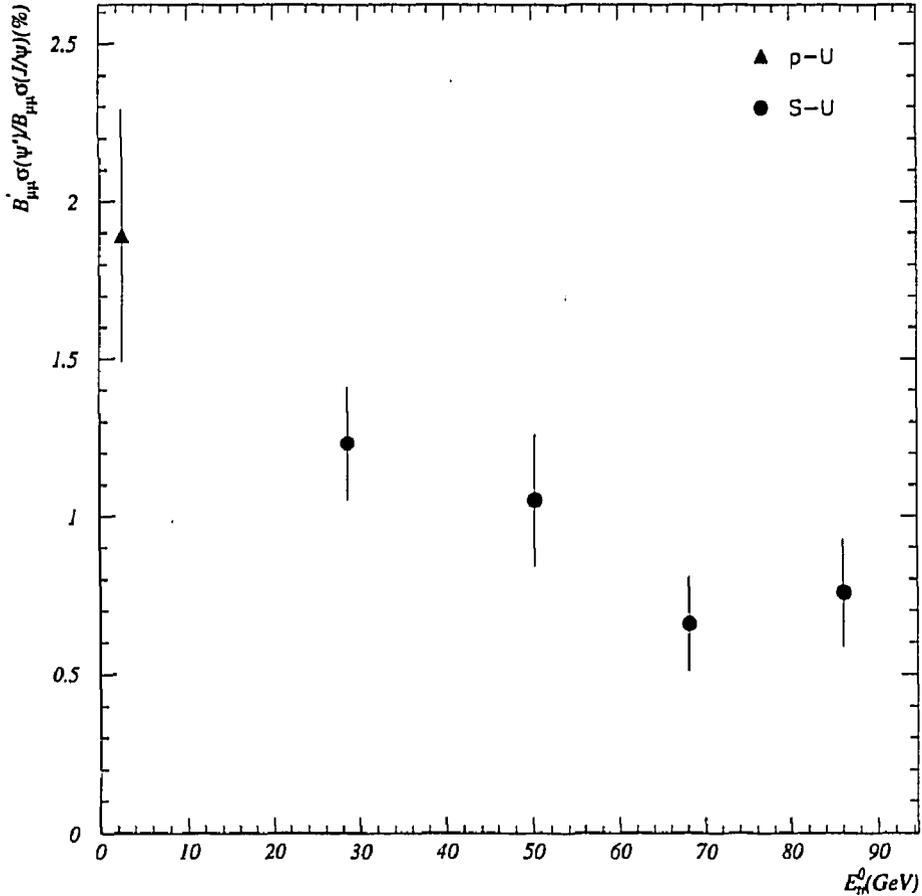


Figure 4.40: Evolution du rapport  $\frac{B'_{\mu\mu\sigma\psi'}}{B_{\mu\mu\sigma\psi}}$  en fonction de l'énergie transverse. Le point proton - U est extrait de la référence [BAG95] et a été obtenu par l'expérience NA38 ( $\frac{B'_{\mu\mu\sigma\psi'}}{B_{\mu\mu\sigma\psi}} = 0.0189 \pm 0.004$ ).

La figure 4.41 regroupe les résultats obtenus par plusieurs expériences. Le rapport des sections efficaces  $\frac{\psi'}{\psi}$  semble être indépendant de la densité d'énergie pour les réactions *proton - Noyau*, alors qu'une décroissance de 40% est observée entre le premier et le dernier point soufre.

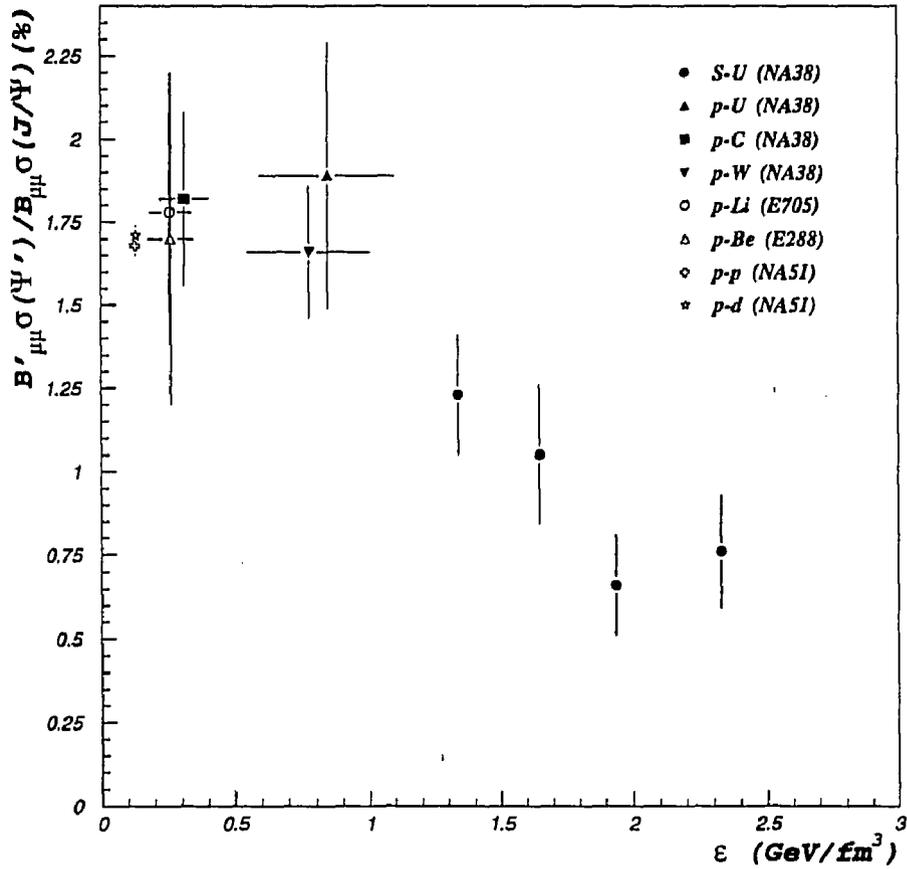


Figure 4.41: Evolution du rapport  $\frac{\psi'}{\psi}$  en fonction de la densité d'énergie  $\epsilon$ . Les densités d'énergie des points p-A ont été obtenus à partir du point p-U en supposant une dépendance linéaire entre l'énergie transverse moyenne et le nombre moyen de participants.

#### 4.6.4 Analyse du rapport $\psi'/\psi$ en fonction de l'épaisseur de matière nucléaire traversée

Le rapport  $\psi'/J/\psi$  peut aussi être étudié en fonction de l'épaisseur de matière nucléaire traversée. Cette variable est déterminée à l'aide de modèles géométriques pour les collisions *proton – noyau*. Dans le cas de collision *noyau – noyau* la détermination de  $L$  est décrite en détail dans la référence [BAG91]. Les valeurs de  $L$  correspondant aux 4 bandes d'énergie utilisées sont présentées dans le tableau 4.9.

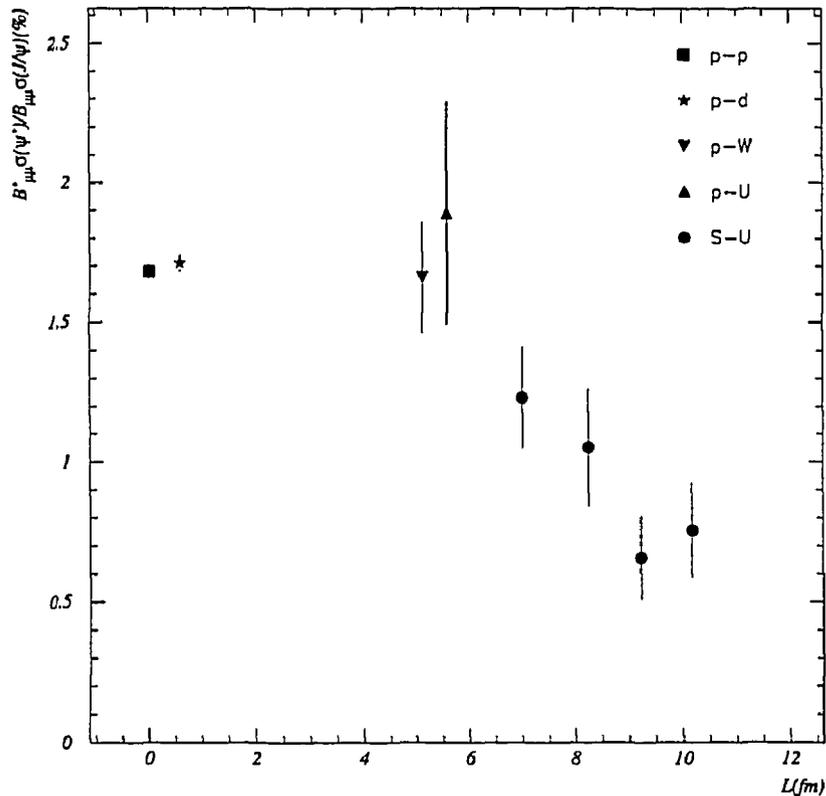


Figure 4.42: Evolution du rapport  $\frac{\psi'}{\psi}$  en fonction de l'épaisseur de matière nucléaire traversée par la paire  $c\bar{c}$ . Les points *p-p* et *p-deuton* ont été obtenus par l'expérience NA51 [ESP95] avec un faisceau de protons de 450 GeV/c et ont été corrigés pour tenir compte de la dépendance en racine de  $\sqrt{s}$  des sections efficaces.

L'ensemble des points portés sur ce graphe sont obtenus avec le spectromètre dimuon "NA38". Les résultats en proton montrent que le rapport des sections efficaces  $\frac{\psi'}{\psi}$  est indépendant de  $L$ . Par contre une décroissance brutale se produit lors des collisions *noyau – noyau*. Avec prudence nous serions tenté de dire qu'il est difficilement concevable d'attribuer cette décroissance à des phénomènes d'absorption nucléaire.

## Conclusion

## Conclusion

La prise de données  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$  à 200 GeV/nucléon a été réalisée avec un faisceau d'intensité maximum ( $10^8$  ions par burst), ce qui a entraîné des difficultés aussi bien technologiques pendant la prise de données que d'analyse des résultats. Ces conditions difficiles ont été imposées par la nécessité d'obtenir une statistique importante permettant de mieux cerner l'existence du plasma QGP. Le bon fonctionnement du calorimètre a permis, dans l'analyse qui a suivi, l'élimination des événements fortuits venant s'ajouter à la collision ayant produit un dimuon. La recherche d'anomalies par le calorimètre gestionnaire de son empilement a été optimisée tant technologiquement qu'analytiquement dans les programmes d'analyse. Ce détecteur d'empilement fiable et efficace fait désormais partie des outils à la disposition de la nouvelle expérience NA50 (Pb-Pb) à 160 GeV/nucléon. Concrètement, notre méthode comparée à celle des années précédentes a permis de conserver 40 % d'événements en plus pour l'analyse finale.

Compte tenu de l'état actuel des développements théoriques, il semble que l'étude de la résonance  $J/\psi$  comparée à celle des mécanismes Drell-Yan constitue une approche expérimentale accessible et très sensible à la formation du plasma. La mesure du rapport des sections efficaces de production des résonances  $\psi'$  et  $J/\psi$  serait encore plus démonstrative, toutefois la probabilité de détecter une résonance  $\psi'$  est très faible étant donné la faible valeur du taux de branchement en deux muons ( $7 \cdot 10^{-3}$ ). Toute la difficulté de l'analyse de nos résultats consiste à déceler un pic expérimental dont l'amplitude représente  $10^{-2}$  de celle de la résonance  $J/\psi$ . La faible différence de masse entre ces résonances et la résolution du spectromètre ( $\sigma_{J/\psi} = 0.135 \text{ GeV}/c^2$ ) nécessitent de vérifier qu'aucune source d'erreur systématique ne perturbe la mesure du rapport  $\psi'/\psi$ . Une méthode efficace d'analyse du spectre de masse consiste à simuler de manière très globale le comportement expérimental du spectromètre dimuon. Il nous a semblé préférable d'utiliser une méthode analytique qui étudie méthodiquement par ordre d'importance les causes des distorsions expérimentales observées sur le pic de la résonance  $J/\psi$ . Cette formulation mathématique permet ensuite de définir avec précision la forme du pic  $\psi'$  qui n'est pas facilement identifiable.

Le bilan de l'analyse peut être illustré par la figure finale qui compare expérience et théorie. L'évolution de la suppression du  $J/\psi$  et du  $\psi'$  est présentée en fonction de la densité d'énergie créée dans les collisions  $^{32}\text{S} - ^{238}\text{U}$ . Une grande incertitude demeure sur la suppression des résonances. S'agit-il de la création d'un plasma ou alors d'un phénomène d'absorption dans un milieu sans plasma mais qui possède une densité

d'énergie 10 fois supérieure à la matière nucléaire classique. Il faut regretter de ne pas avoir pu étendre nos mesures à des densités d'énergie plus faibles afin de mettre en évidence le phénomène de suppression rapide caractéristique de la présence de plasma. L'avenir expérimental avec les faisceaux de Pb à 160 GeV/nucléon permettra d'étendre notre étude à des domaines d'énergie plus élevée. D'autre part les collisions Pb-Pb seront réalisées dans un volume d'interaction important tel que le plasma pourrait survivre de manière plus stable.

Dans l'immédiat, la mesure du  $J/\psi$  avec un faisceau de Pb interagissant sur une cible fixe d'hydrogène semble prometteuse. Cette expérience est envisageable avec le dispositif NA50. Si aucune suppression du  $J/\psi$  n'est observée, alors toutes nos mesures actuelles seront sans ambiguïté une signature du plasma.

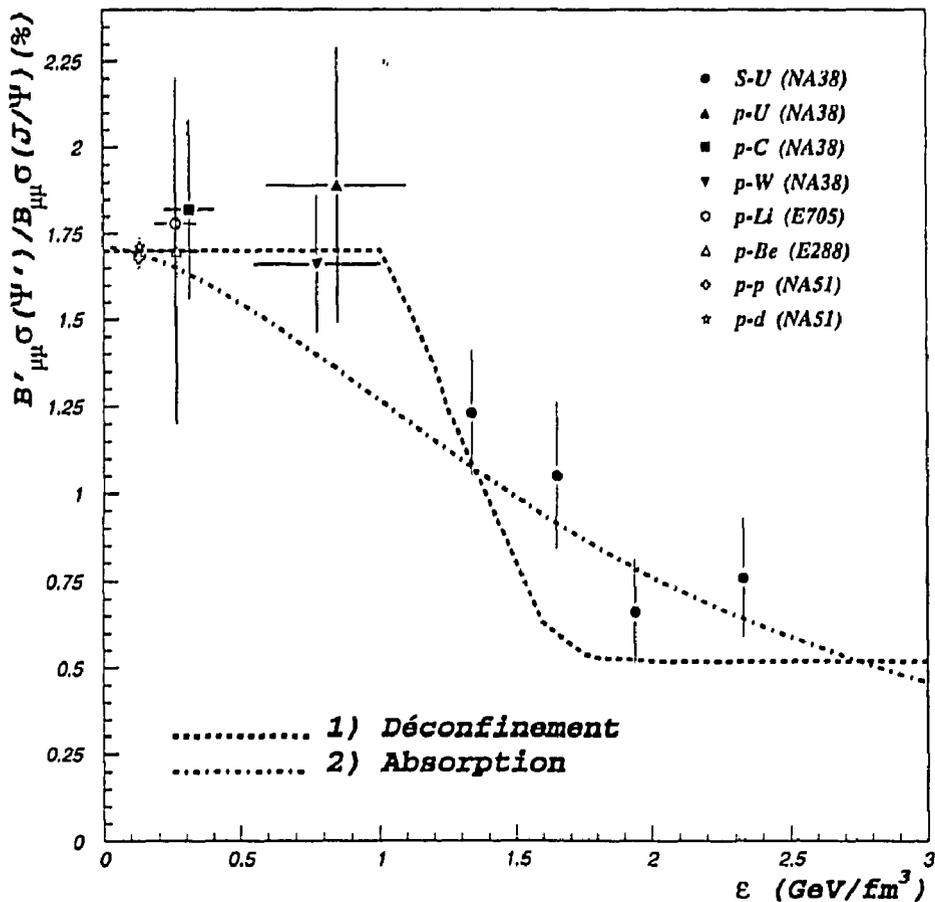


Figure 5.1: Suppression du  $\psi'$ : Comparaison des données avec les deux modèles théoriques.



# Bibliographie

- [ALI88] M.ALIMI , Thèse de l'Université Claude Bernard, IPN Lyon 1 (1988).
- [BAG90] C.BAGLIN ET AL. , Phys. Lett. **B251** (1990) 472.
- [BAG91] C.BAGLIN ET AL. , Phys. Lett. **B268** (1991) 453.
- [BAG95] C.BAGLIN ET AL. , Phys. Lett. **B345** (1995) 617.
- [BAR93] C.BARRIÈRE , Thèse de l'Université Blaise Pascal Clermont II (1993).
- [BJO83] J.D. BJORKEN , Phys. Rev. **D27**, (1983) 140.
- [CAP88] A.CAPELLA ET AL. , Phys. Lett. **B206** N2(1988) 354.
- [CHA93] T.CHAMBON , Thèse de l'Université Blaise Pascal Clermont II (1993).
- [COC80] A.COC , Thèse de l'Université Paris VII (1980).
- [DRA90] O.DRAPIER , Thèse de l'Université Claude Bernard, IPN Lyon 1 (1990).
- [EIC78] E.EICHTEN ET AL , Phys. Rev. **D17**, (1978) 3090.
- [ESP95] B.ESPAGNON , Thèse de l'Université Blaise Pascal Clermont II (1995).
- [FRA86] M.P. FRAZAO BORDALO E SA , Thèse de l'Université Paris-Sud,Centre d'Orsay (1986).
- [FRE91] L.FREDJ , Thèse de l'Université Blaise Pascal, LPC CLermont-Ferrand (1991).
- [GAV88] S. GAVIN ET AL , Phys. Lett. **B207**, (1988) 257.
- [GAV90] R.V.GAVAI ET AL , Phys. Lett. **B241**, (1990) 567.
- [GAV94] R.V.GAVAI ET AL , Z. Phys. **C61**, (1994) 351.
- [GAU90] U.GAUL , Z. Phys. **C46**, (1990) 693.
- [GER88] C.GERSCHEL ET J.HÜFNER , Phys. Lett. **B207**, (1988) 253.
- [GIF88] "QCD sur réseau et température finie", Ecole de Gif, 12-16 septembre 1988.

- [GIN86] A. VAN GINNEKEN , Nucl. Inst. Meth. **A251**, (1986) 21.
- [GUP92] S.GUPTA AND H.SATZ , Z. Phys. **C55**, (1992) 391.
- [HAR91] R.HAROUTUNIAN , "La cible version 90", Réunion de collaboration NA38 Numéro 2 (1991).
- [KHA95] D.KHARZEEV AND H.SATZ , CERN-TH. **95-73**, (1995).
- [KAJ81] K.KAJANTIE AND H.I.MIETTINEN , Z. Phys. **C9**, (1981) 341.
- [KAR88] F.KARSCH AND H.SATZ , Z. Phys. **C37**, (1988) 617.
- [LIC89] D.B.LICHTENBERG ET ALL , Z. Phys. **C41**, (1989) 615.
- [LIU95] LIU BO AND DONG YU-BING , BIHEP-TH. **95/07**, (1995).
- [LOH85] W.LOHMANN, R.KOPP AND R.VOSS , Rapport CERN **85-03**, (1985).
- [NA10] NA10 COLLABORATION L.ANDERSON ET AL. , Nucl. Inst. Meth. **223**, (1984) 26.
- [MAT86] T.MATSUI AND H.SATZ , Phys. Lett. **B178**, (1986) 416.
- [MAR94] K.MARTINS ET AL , GSIHEP-PH. **9411302**, (1994).
- [PAP91] S.PAPILLON , Thèse de l'Université Paris 7, IPN Orsay (1991).
- [PPD94] PARTICULE PROPERTIES DATA BOOKLET (1994).
- [SAT84] H.SATZ , Nucl. Phys. **A418**, (1984) 447c.
- [SAT87] H.SATZ , IX autumn School on the physics of the quark-gluon plasma, Lisbonne (dec 1987) 243.
- [SAT91] H.SATZ , CERN-TH. **6216/91**, (1991).
- [SAT92] H.SATZ , CERN-TH. **6666**, (1992).
- [SAT94] H.SATZ , CERN-TH. **7410/94**, (1994).
- [SAT94B] H.SATZ , Z. Phys. **C62**, (1994) 683.
- [SAT95] H.SATZ , CERN-TH. **95-24**, (1995).
- [SCO63] W.T.SCOTT , Review of Modern Physics **35**, (1963) 231.
- [SIN88] A.SINQUIN , Thèse de l'Université Paris-Sud, Centre d'Orsay (1988).
- [SON87] X.T. SON AND H.LIN , Z. Phys. **C41**, (1987) 223.
- [STA89] F.STALEY , Thèse de l'Université de Savoie, Annecy le Vieux (1989).

[TAN89] M.J. TANNENBAUM , International Journal of Modern Physics, **A4**, (1989) 3377.

[VOG88] R.VOGT ET AL , Phys. Lett. **B207**, (1988) 263.

**Imp Sciences 24, Avenue des Landais - 63177 AUBIERE Cedex - Dépôt légal  
1<sup>er</sup> Trimestre 1996**

**RESUME:** L'axe principal de recherche de l'expérience NA38, réalisée au CERN, est la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons (QGP). Dans ce but, l'étude de la production de la résonance  $J/\psi$  par rapport au continuum de dimuon, en corrélation avec la densité d'énergie, a été entreprise en 1986. La baisse relative de la production du  $J/\psi$  observée reste cependant compatible avec des modèles ne faisant pas intervenir le plasma. Par contre l'étude de la production relative des résonances  $\psi'$  et  $J/\psi$  doit permettre de mieux distinguer les phénomènes d'absorption de la formation du QGP. Cette thèse décrit cette étude à l'aide des données à hautes statistiques collectées en 1992.

Dans ce document, l'appareillage est décrit et plus particulièrement le calorimètre électromagnétique dont le dispositif de rejet d'empilement a permis de conserver de l'ordre de 40% d'événements en plus pour l'analyse. De plus, étant donné la faible section efficace de production du  $\psi'$  et la faible différence de masse entre les résonances  $J/\psi$  et  $\psi'$ , une étude approfondie de tous les phénomènes affectant la résolution en masse du spectromètre a été réalisée.

Les résultats obtenus montrent que le rapport  $\psi'/\psi$  est multiplié par un facteur 0.61 lorsque la densité d'énergie atteinte au cours des collisions passe de  $1.34 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  à  $2.33 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  (densité à laquelle le plasma doit être formé). Ce rapport est également exprimé en fonction de l'épaisseur de matière nucléaire traversée et comparé avec les résultats obtenus par d'autres expériences. Cependant, compte tenu des barres d'erreur il n'est pas possible d'affirmer que le plasma de quarks et de gluons a été observé en laboratoire.

**MOTS-CLES:** Plasma de quarks et de gluons, calorimètre électromagnétique empilement, spectromètre, résolution en masse, résonances charmées, rapport  $\psi'/\psi$ .

**ABSTRACT:** The first axis of research of the NA38 experiment, realized at CERN, is to bring to the fore the quark gluon plasma (QGP). In this aim, the study of the  $J/\psi$  production relatively to dimuon continuum and in correlation with energy density started in 1986. The relative decrease of the  $J/\psi$  production observed was however in agreement with some models without plasma. On the other hand study of the relative production on the  $\psi'$  and  $J/\psi$  must allow to distinguish between nuclear absorption model and QGP. This thesis describes this study made with high statistics data taken in 1992.

In this document, the apparatus is describe and especially the electromagnetic calorimeter and its pile-up rejection system which has allowed to save about 40 extra events. On top of this, because of the low  $\psi'$  production cross-section as well as the small mass splitting between the two resonances  $J/\psi$  and  $\psi'$ , thorough study of all the phenomena affecting the mass resolution of the spectrometer was performed.

The results show that the ratio  $\psi'/\psi$  is multiplied by a factor 0.61 when the density obtained during the collisions goes from  $1.34 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  to  $2.33 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  (density at which the plasma is supposed to occur). This ratio is also expressed as a function of the width of the nuclear matter traversed and compared to the results of other experiments. Nevertheless, due to the large error bars, it can't be claimed that QGP was observed in laboratory.

**KEY WORDS:** Quark-gluon plasma, electromagnetic calorimeter, pile-up, spectrometer, mass resolution, charmed resonance, ratio  $\psi'/\psi$ .