



11 Mars 1991

IPNO - T.91.03

THESE

PRESENTEE PAR

STEPHANE PAPILLON

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

SUJET : Etude de la production du J/ψ dans les réactions p-Cu, p-U, O-Cu, O-U et S-U à 200 GeV par nucléon.

Université Paris 7

THESE

en vue d'obtenir le titre de
docteur en physique nucléaire

par

Stéphane Papillon.

sujet:

**Etude de la production du J/ψ
dans les réactions p-Cu, p-U, O-Cu, O-U et S-U
à 200 GeV par nucléon.**

Soutenue le 11 mars 1991

devant la commission d'examen:

Luc Valentin	président
Louis Behr	rapporteur
Alphonse Capella	examineur
Claudie Gerschel	examineur
Jean Quebert	examineur
Peter Sonderegger	rapporteur

A Toi et à l'enfant que tu portes.

A Sébastien.

A mes parents.

et à ceux que j'aime.

Remerciements

Je tiens à remercier, en premier lieu, M. Luc Valentin qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence de mon jury de thèse, et grâce à qui j'ai pu accéder, dès ma maîtrise, au monde de la physique du plasma de quarks et de gluons.

Je tiens également, à exprimer toute ma gratitude envers Claudie Gerschel qui m'a accueilli dans son équipe à l'IPN d'Orsay, et dont j'ai pu, au cours de ces deux années, apprécier les grandes qualités de physicienne ainsi que son extrême disponibilité. J'ai pu, grâce à elle, appréhender les réalités du métier de chercheur. Les nombreuses discussions que nous avons eu, se firent souvent en compagnie de Denis Jouan, un des plus fervents promoteurs de la méthode des combinaisons décrite dans cette thèse, et de Xavier Tarrago dont je n'ai eu que trop peu d'occasions de partager les compétences dans le domaine de la détection. Qu'ils reçoivent ici, toute ma sympathie pour l'enthousiasme qu'ils ont toujours su me communiquer.

Je dois souligner l'importante contribution de M. Louis Behr à cette thèse qui a élaboré l'outil mathématique accompagnant la méthode des combinaisons. Je lui adresse mes plus chaleureux remerciements pour le vif intérêt qu'il a manifesté pour ce difficile problème de statistique ainsi que pour l'honneur qu'il m'a fait d'accepter d'être rapporteur de ma thèse malgré un emploi du temps déjà chargé.

Mes remerciements vont également, vers M. Peter Sonderegger qui a accepté de prendre sur son temps pour être rapporteur de ce travail, et dont j'ai pu apprécier la rigueur scientifique et les qualités humaines au cours des nombreuses réunions internes de la collaboration NA38. J'adresse également ma gratitude à MM. Alphonse Capella et Jean Québert avec qui les échanges furent trop peu nombreux mais toujours profitables.

Je n'oublie pas les membres de la collaboration NA38 au sein de laquelle j'ai trouvé une ambiance agréable et où j'ai pu recevoir les conseils et critiques indispensables à l'avancée de ce travail.

Je remercie Mme Annonciat Cornec qui a contribué efficacement, et dans la bonne humeur, à la mise en page des nombreuses figures.

Enfin, je pense à Fabienne, toujours à mes cotés, qui a su m'attendre durant les soirées trop longues et me soutenir dans les moments difficiles.

Sommaire

1	Le plasma de quarks et de gluons. Modèles et résultats.	5
1.1	Physique du plasma de quarks et de gluons.	5
1.1.1	Approche naïve.	5
1.1.2	Considérations théoriques.	5
1.1.3	Considérations expérimentales.	6
1.1.4	Description de la collision.	8
1.1.5	Evaluation expérimentale de la densité d'énergie.	9
1.2	Signatures du plasma de quarks et de gluons.	10
1.2.1	Impulsion transverse des particules.	10
1.2.2	Augmentation de l'étrangeté.	12
1.2.3	Suppression de résonances.	12
1.3	Production du J/ψ dans les réactions hadron-noyau.	19
1.4	Résultats de l'expérience NA38.	20
1.4.1	Absorption nucléaire.	20
1.4.2	Absorption dans un gaz de mésons.	22
1.4.3	Interactions dans l'état initial.	25
2	Dispositif expérimental.	26
2.1	Le spectromètre à muons.	26
2.1.1	L'aimant.	26
2.1.2	Les hodoscopes.	28
2.1.3	Les chambres à fils.	28
2.1.4	Les absorbeurs.	28
2.2	Le calorimètre électromagnétique.	28
2.3	La cible active.	29
2.4	Les détecteurs de faisceau.	29
2.4.1	L'hodoscope de faisceau (BH).	29
2.4.2	Les détecteurs Cérenkov en quartz (BI et BO).	30
2.4.3	L'identificateur de faisceau.	30
2.5	Le déclenchement et le système d'acquisition.	30
2.5.1	Le déclenchement.	30
2.5.2	Le système d'acquisition.	31
3	Estimation du bruit de fond.	33
3.1	Formulation mathématique du bruit de fond.	35
3.2	Défauts de la méthode.	36
3.2.1	Contraintes cinématiques.	36
3.2.2	Corrélations des multiplicités de mésons chargés et distributions de multiplicités Poissonniennes	41
3.3	Méthode complémentaire de lissage des spectres de paires de muons de même signe.	42

3.3.1	Le problème des faibles statistiques.	42
3.3.2	Méthode des lissages.	43
3.3.3	Difficultés dans l'usage de la méthode des lissages.	44
3.4	Conclusions sur l'estimation du bruit de fond.	44
4	Méthode des combinaisons de muons.	46
4.1	Principe de la méthode.	46
4.2	Conditions d'application de la méthode des combinaisons de muons.	47
4.2.1	Conditions liées à l'acquisition.	47
4.2.2	Sélection des combinaisons en fonction des marqueurs d'impulsion transverse.	49
4.2.3	Conditions liées à la physique.	52
4.3	Simulations.	53
4.3.1	Objectif des simulations.	53
4.3.2	Principe des simulations.	53
4.3.3	Convergence en loi des spectres de combinaisons.	55
4.3.4	Détermination des incertitudes.	59
4.4	Application de la méthode des combinaisons de muons sur nos données.	63
4.4.1	Rappels et compléments.	63
4.4.2	Normalisation.	64
4.4.3	Les contributions à l'erreur sur le signal.	64
4.5	Tests de la validité de la méthode.	67
4.5.1	Rapport N^{++}/N^{--}	67
4.5.2	Indépendance du signal avec la cible d'interaction.	69
4.6	Indépendance du signal avec le signe du champ magnétique.	69
4.7	Conclusions sur la méthode des combinaisons de muons.	74
5	Analyse des données et résultats.	75
5.1	Traitement des données.	75
5.1.1	Sélection des événements.	75
5.1.2	Soustraction du bruit de fond.	76
5.1.3	Corrections des données.	77
5.2	Méthode d'analyse.	81
5.2.1	Objectifs et conditions.	82
5.2.2	Détermination du ψ/C par la méthode d'ajustement.	82
5.2.3	Une autre méthode.	85
5.3	Le continuum en tant que référence.	86
5.3.1	Effet du projectile sur le continuum.	88
5.3.2	Effet de la cible sur le continuum.	89
5.4	Etude de la production du J/ψ	90
5.4.1	Etude intégrée en énergie transverse neutre.	92
5.4.2	Comparaison en fonction de l'énergie transverse neutre.	98
5.4.3	Comparaison en fonction d'une variable commune à tous les systèmes.	98
A	Paramétrisation des incertitudes sur les combinaisons.	107
B	Formulation mathématique de l'incertitude sur la méthode des combinaisons de muons.	116
B.1	Position du problème et définitions.	116
B.2	Espérances mathématiques.	117
B.2.1	Espérance de l'estimateur \hat{p}_I	117
B.2.2	Espérance de l'estimateur $\hat{\pi}_I$	117

B.3	Variations.	118
B.3.1	Variance de l'estimateur \hat{p}_I	118
B.3.2	Variance de l'estimateur $\hat{\pi}_I$	118
B.3.3	Comparaison des variances.	119
B.3.4	Cas de deux lois uniformes.	120
B.4	Matrice de covariance.	121
B.4.1	Covariance de l'estimateur \hat{p}	121
B.4.2	Covariance de l'estimateur $\hat{\pi}$	122
B.5	Coefficients de corrélation.	123
B.5.1	Cas de l'estimateur \hat{p}	123
B.5.2	Cas de l'estimateur $\hat{\pi}$	123

Introduction.

Une des prédictions les plus spectaculaires de la chromodynamique quantique (QCD) est l'existence d'une transition de phase de la matière nucléaire à grande densité d'énergie vers un nouvel état de la matière appelé plasma de quarks et de gluons (QGP) dans lequel les quarks et les gluons sont déconfinés. L'étude de la production du QGP en laboratoire est devenue envisageable dès lors que le SPS du CERN eut la possibilité d'accélérer des ions lourds à 200 GeV par nucléon, et plusieurs modèles ont été développés pour tenter de mettre à jour une signature non ambiguë du QGP.

Parmi ces signatures proposées figure la suppression du méson J/ψ . L'expérience NA38 est particulièrement adaptée à l'étude d'un tel signal. En effet, cette expérience étudie la production des paires de muons de masse invariante supérieure à $0.5 GeV/c^2$, en corrélation avec un paramètre relié à la densité d'énergie.

Cette thèse s'inscrit dans ce cadre et porte sur l'étude de la production du J/ψ dans les collisions p-Cu, p-U, O-Cu, O-U et S-U à 200 GeV par nucléon. Dans un premier temps, nous ferons un rappel des caractéristiques du plasma. Nous ferons, ensuite, état des principales signatures du QGP proposées jusqu'à présent ainsi que des résultats expérimentaux se rapportant à chacune d'elle, le cas échéant. Un poids plus important sera donné aux prédictions concernant la suppression du J/ψ et nous en profiterons pour faire un bilan des connaissances actuelles dans ce domaine. Le second chapitre sera consacré à la description de l'appareillage de l'expérience NA38. Lors du chapitre 3, nous ferons une analyse détaillée du bruit de fond expérimental qui nous conduira, dans le chapitre 4, à la mise en œuvre d'une nouvelle méthode d'estimation du bruit de fond. Cette méthode va nous permettre de gagner un facteur 2 sur la précision de notre signal en comparaison des résultats actuels. Enfin, le cinquième chapitre sera consacré à la description de notre méthode d'analyse, et à l'étude quantitative de la production du J/ψ . Ces résultats seront confrontés avec les prédictions des modèles théoriques que nous allons décrire maintenant.

Chapitre 1

Le plasma de quarks et de gluons. Modèles et résultats.

Lors de ce premier chapitre, nous allons faire un bref rappel des caractéristiques du plasma de quarks et de gluons (QGP), et nous passerons en revue quelques signatures proposées pour sa détection. Nous détaillerons également, les résultats actuels de l'expérience NA38 concernant la suppression du méson vecteur J/ψ afin de décrire le contexte dans lequel se situe ce travail. Dans la même optique, nous ferons enfin, état de mesures effectuées par d'autres expériences sur la production du J/ψ dans les réactions hadron-noyau.

1.1 Physique du plasma de quarks et de gluons.

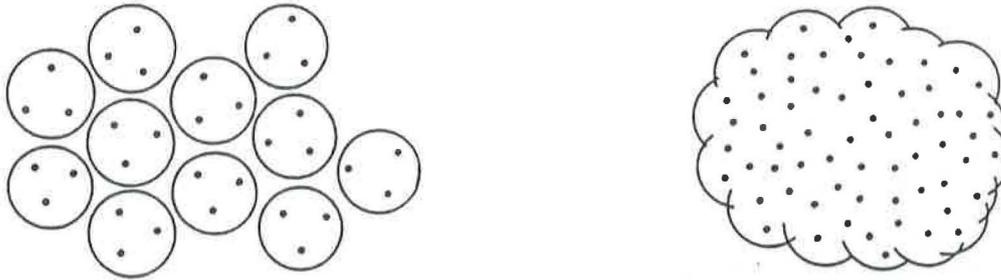
1.1.1 Approche naïve.

Dans le cadre des modèles de sac, un hadron est décrit comme un ensemble de deux ou trois quarks confinés à l'intérieur d'une enveloppe. Si nous augmentons fortement la pression dans un système de plusieurs hadrons, les sacs éclatent et les quarks, ayant perdu la mémoire du hadron auquel ils appartenaient, peuvent évoluer librement dans le grand volume ainsi constitué (Figure 1.1). Cette image peut être mise en parallèle avec la production d'un plasma classique dans un gaz d'hydrogène. A haute température, l'électron de valence de chaque atome perd la notion de parenté avec le proton associé et se trouve délocalisé dans tout le volume disponible.

1.1.2 Considérations théoriques.

On veut obtenir les paramètres thermodynamiques qui décrivent de façon macroscopique l'évolution d'un système régi par l'interaction forte. A l'échelon microscopique, c'est la chromodynamique quantique (QCD) qui nous fournit une description de la dynamique d'un tel système. Les grandeurs macroscopiques sont déterminées par des calculs de QCD sur réseau.

En particulier pour un système de densité baryonique nulle, ces calculs prédisent que, pour une température critique de l'ordre de 150 à 200 MeV , la matière hadronique ordinaire subit une transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons. Plus généralement, un diagramme de phase de la matière nucléaire a été établi (figure 1.2) [SAT87] qui montre que l'obtention du QGP peut se faire soit en chauffant, soit en comprimant le système. Dans ce dernier cas, à densité baryonique non nulle, la puissance des ordinateurs actuels est insuffisante pour mener à bien les calculs sur réseau. On a recours au modèle des sacs pour avoir une idée de la densité du système, et d'après ces estimations, la transition apparaîtrait pour une densité de 3 à 10 fois supérieure à la densité de la matière nucléaire ordinaire ($\rho_0 = 0.17 \text{ nucléon}/fm^3$).



Assemblée de hadrons.

plasma de quarks et de gluons.

Figure 1.1: Image naïve du plasma de quarks et de gluons.

Pour illustrer les calculs de QCD sur réseau, la figure 1.3 tirée de la référence [CEL85], montre l'évolution de la densité d'énergie en fonction de la température pour un système de densité baryonique nulle. Cette courbe présente une forte variation de la densité d'énergie, qui marque la transition de phase, autour d'une température critique de l'ordre de 200 MeV . En cela, l'évaluation expérimentale de la densité d'énergie est très importante puisqu'elle doit nous indiquer si les conditions de formation du plasma sont atteintes ou non. Nous verrons dans la section 1.1.5, comment cette évaluation est possible sur la base du modèle de Bjorken.

Si les modèles théoriques prédisent l'existence d'une transition vers le QGP lorsque la matière nucléaire est portée à haute température, voyons maintenant, quels sont les aspects expérimentaux liés à la détection éventuelle du plasma.

1.1.3 Considérations expérimentales.

Il a été proposé que les conditions de formation du plasma puissent être atteintes dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes. Dans le domaine d'énergie accessible aux accélérateurs du CERN (projectile à 200 GeV par nucléon sur une cible fixe), s'installe un régime de transparence pour lequel les noyaux se traversent mutuellement (Figure 1.4), alors qu'aux énergies de 14.5 GeV par nucléon obtenues auprès des accélérateurs du BNL (Brookhaven National Laboratory), le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire est suffisant pour stopper complètement le projectile. Ce dernier scénario serait plus propice à l'obtention de grandes densités d'énergie puisque toute l'énergie disponible est consacrée à l'échauffement du système, mais malgré le régime de transparence, des estimations montrent que la densité d'énergie continue de croître avec l'énergie de l'ion incident. Le pouvoir d'arrêt, défini comme le rapport de l'énergie transverse émise à l'énergie totale disponible dans la collision, est, d'après les mesures de l'expérience WA80 sur les collisions O-Au, de $\simeq 65\%$ ($\simeq 90\%$) à 200 (60) GeV par nucléon. La densité d'énergie atteinte dans les collisions O-Au à $200 \text{ GeV}/A$ est alors, estimée entre 1 et $3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, ce qui correspond au domaine des densités requises pour former un plasma [NAG88].

Voyons plus en détail le scénario d'une collision.

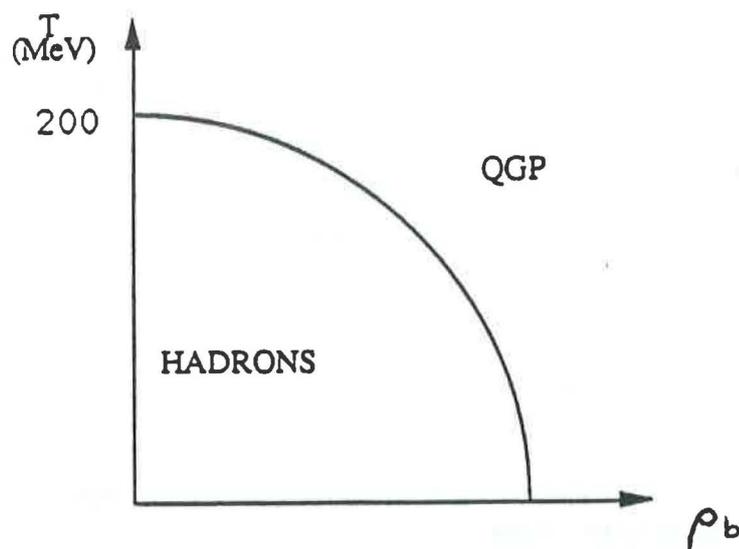


Figure 1.2: Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et de la densité baryonique.

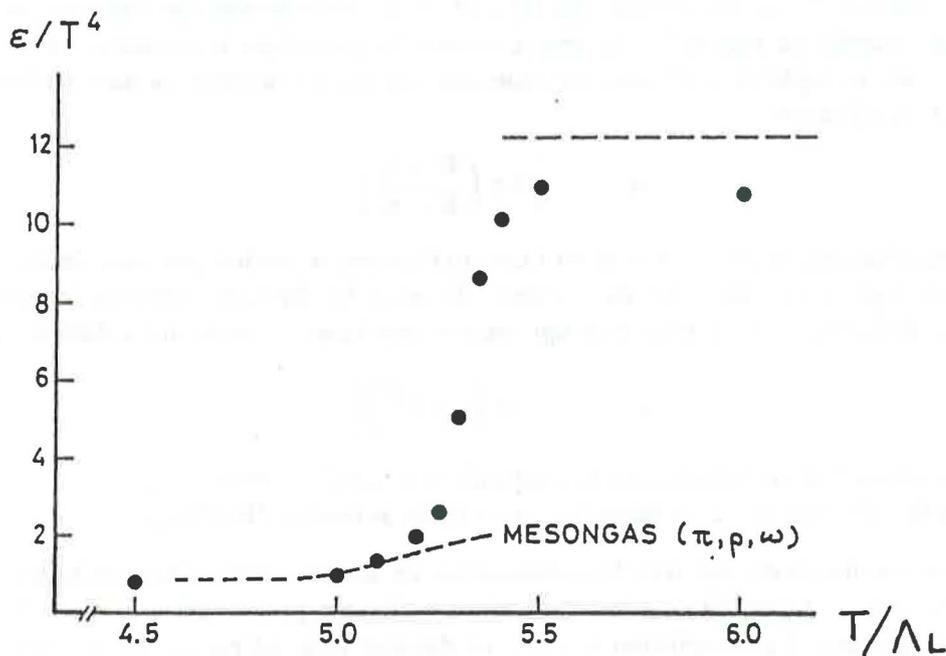


Figure 1.3: Densité d'énergie en fonction de la température. Les courbes en pointillé donnent le comportement attendu pour un gaz idéal de quarks et de gluons et pour un gaz idéal de mésons. Λ_L est le paramètre d'échelle du réseau.

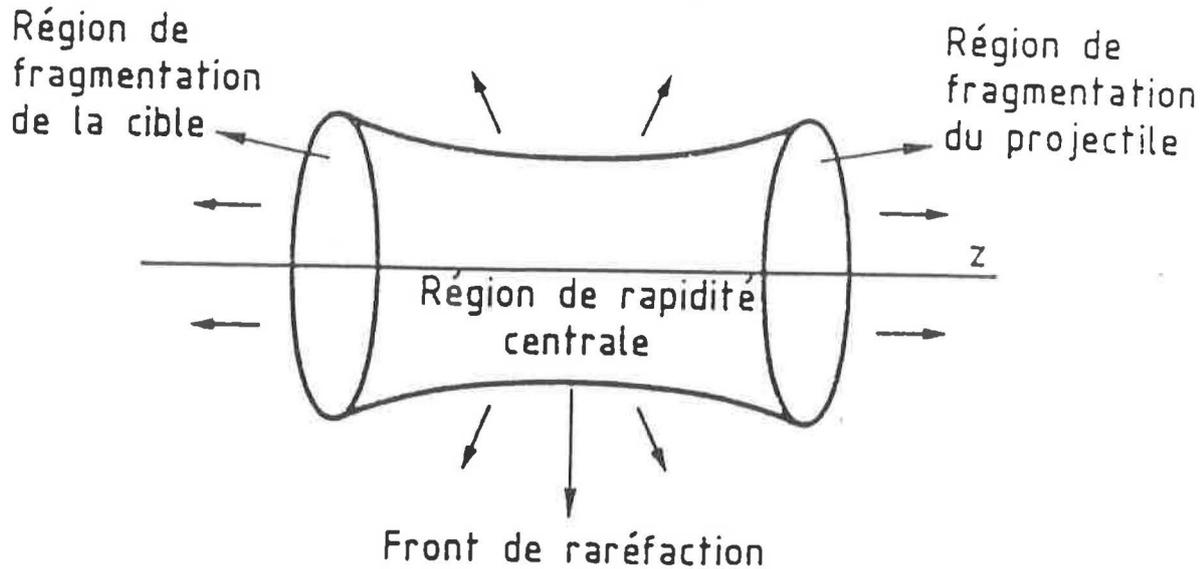


Figure 1.4: Schéma d'une collision centrale. Le plasma se développe dans la région centrale tandis que les régions de fragmentation emportent les baryons.

1.1.4 Description de la collision.

Avant la collision, les noyaux cible et projectile se dirigent l'un vers l'autre à la vitesse de la lumière. Nous considérons comme temps zéro, le moment où les noyaux viennent de se traverser. Entre les deux régions de fragmentation, qui emportent essentiellement des baryons, se développe une région dite *centrale en rapidité* d'où seront émises les particules secondaires. Pour mémoire, nous rappelons que la rapidité y est une variable sans dimension associée à une particule et dont la définition est la suivante:

$$y = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.1)$$

L'effet d'une transformation de Lorentz selon l'axe du faisceau se traduit par une simple translation de la rapidité de toutes les particules du système. Lorsque les énergies mises en jeu sont grandes devant la masse de la particule, y peut être approximée par la pseudorapidité η définie comme suit:

$$\eta = -\log \left\{ \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\} \quad (1.2)$$

où θ est l'angle entre l'axe d'émission de la particule et l'axe du faisceau.

Dans le schéma de Bjorken sont faites les hypothèses suivantes [BJO83]:

- Le plasma est invariant par une transformation de Lorentz selon l'axe de la collision. Une description à $y = 0$ (rapidité centrale) est donc suffisante pour rendre compte de l'évolution globale du plasma. La description à $y \neq 0$ ne dépend plus, alors, que de la rapidité y et du temps propre $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$. Cette hypothèse est appuyée par les mesures de distribution de rapidité des particules chargées émises dans les collisions pp à grande énergie qui présentent un plateau dans la région centrale. Par contre, cette observation n'est pas vérifiée dans les réactions noyau noyau ou noyau sur des émulsions pour lesquelles les distributions sont "piquées" autour de la rapidité du centre de masse de l'ensemble des nucléons participant [AKE90], ce qui montre bien qu'on a pas atteint un régime de grande transparence.
- On néglige cependant, la présence des baryons dans la région centrale en rapidité.

- Les noyaux sont traités comme des disques cylindriques.

La figure 1.5 décrit l'évolution du plasma dans le diagramme espace-temps à deux dimensions (z, t) .

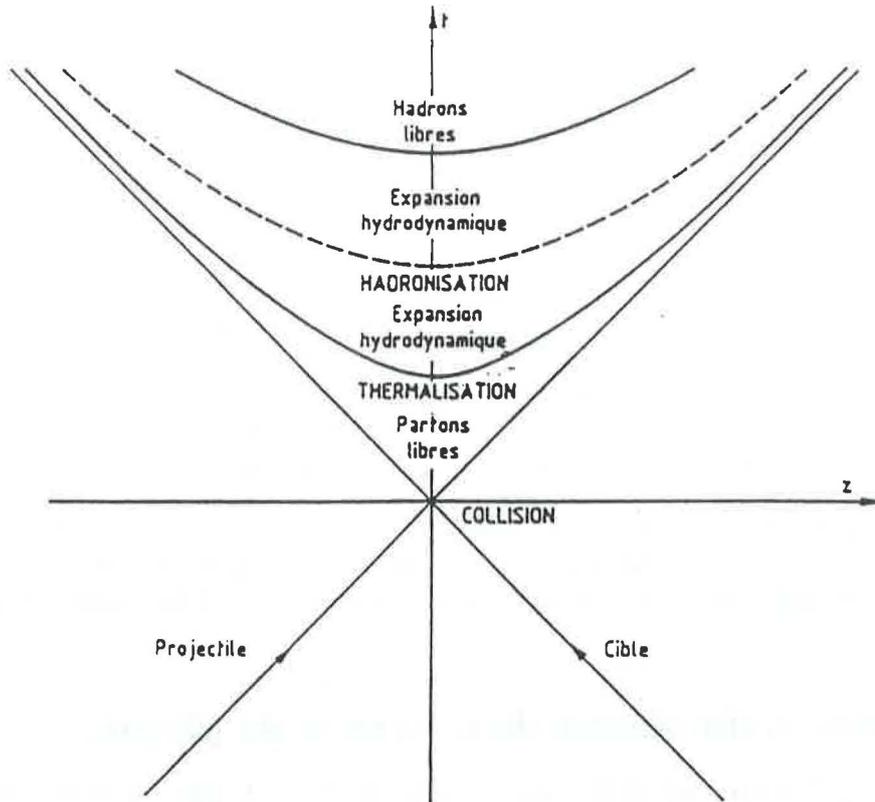


Figure 1.5: Evolution du plasma.

La première phase de l'évolution du système consiste en la formation de nombreux partons dans la région centrale, au temps τ_0 . On suppose que l'expansion du milieu se traduit par une croissance rapide du nombre d'interactions entre les partons qui conduit à la thermalisation du système au bout d'un temps τ_T . La description de cette phase est délicate et τ_T est généralement assimilé à τ_0 . Les estimations de τ_0 peuvent varier d'un facteur 10 suivant les auteurs; dans la suite, nous prendrons $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$ qui correspond à l'ordre de grandeur des temps mis en jeu dans la collision.

Le système de partons évolue hydrodynamiquement jusqu'à l'instant où le refroidissement du milieu provoque une transition de phase vers un gaz de mésons (hadronisation). A son tour, ce gaz subit une évolution hydrodynamique jusqu'au moment du *freeze-out* qui marque la fin des interactions entre mésons et donne lieu à l'ensemble des particules détectables dans l'état final.

1.1.5 Evaluation expérimentale de la densité d'énergie.

Dans le scénario ci-dessus, on ne peut parler de densité d'énergie que lorsque le système est entré dans la phase thermalisée. Compte tenu de l'expansion rapide de la région chaude, c'est au tout début de cette phase que la densité d'énergie est maximale. Reprenant l'hypothèse d'invariance du plasma par une transformation de Lorentz, Bjorken a donné une estimation de la densité d'énergie dans un domaine en rapidité de une unité, centré autour de la rapidité $y = 0$, dans le cas particulier d'une collision A-A à paramètre d'impact nul. Nous avons généralisé cette formulation aux collisions $A_P - A_T$ pour un quelconque paramètre d'impact b , sous la forme:

$$\varepsilon = \frac{1}{\tau_0 A_{\perp}} \frac{d \langle E_T \rangle}{dy} \Big|_{y=0} \quad (1.3)$$

où:

- τ_0 est le temps de formation du système.
- A_\perp représente la surface des noyaux dans le plan transverse au temps τ_0 . Si l'on se place dans le cas $A_P < A_T$, dans les collisions à faible paramètre d'impact telles que le projectile se trouve complètement inclus dans la cible, A_\perp s'identifie à la surface transverse du noyau le plus petit:

$$A_\perp|_{b < (r_T - r_P)} = \pi r_0^2 A_P^{\frac{2}{3}} \quad (1.4)$$

$$\text{avec: } r_P = r_0 A_P^{\frac{1}{3}} \quad (1.5)$$

$$r_T = r_0 A_T^{\frac{1}{3}} \quad (1.6)$$

$$r_0 = 1.2 fm \quad (1.7)$$

- $\frac{d\langle E_T \rangle}{dy}|_{y=0}$ est l'énergie transverse moyenne par unité de rapidité dans la région centrale. Cette grandeur est supposée constante sur tout le domaine en rapidité du plasma du fait de l'invariance de Lorentz, et seule la donnée à $y = 0$ est suffisante pour décrire tout le système.

Cette formulation donne un domaine en densité d'énergie accessible aux expériences du CERN, compris entre 1 et 3 GeV/fm^3 . Néanmoins, de grandes incertitudes subsistent sur les valeurs des paramètres intervenant dans ce calcul de la densité d'énergie, et notamment sur le temps τ_0 de thermalisation.

1.2 Signatures du plasma de quarks et de gluons.

La caractérisation d'un éventuel QGP, dans les collisions d'ions lourds, est rendue complexe par sa nature transitoire et par l'évolution rapide du système après la collision. D'une part, l'expansion longitudinale qui, par augmentation du volume de la zone "chaude", fait décroître rapidement la densité d'énergie, limite la durée de vie du plasma. D'autre part, les effets postérieurs à la formation du plasma, tels que le retour vers la phase hadronique (hadronisation), peuvent masquer l'évolution primordiale du système. Les principales signatures proposées ont été largement décrites dans plusieurs thèses [ALI88,CAS89,CHA88,SIN88,STA89]. Nous ne ferons, ici, qu'un exposé des principaux résultats expérimentaux qui s'y rapportent.

1.2.1 Impulsion transverse des particules.

Si le système est thermalisé, l'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ des particules émises est reliée à la température du système. En effet, les modèles thermodynamiques prédisent une croissance monotone de $\langle p_T \rangle$ avec la température T . En fonction d'un paramètre relié à la densité d'énergie, le comportement de $\langle p_T \rangle$ pourrait donc refléter la transition de phase [VAN82] sous la forme d'un plateau correspondant à une température constante, caractéristique de la transition (voir la figure 1.6). Néanmoins, cette vision reste simpliste car elle néglige, en particulier, les effets de l'expansion transversale du système qui conduit à une augmentation du $\langle p_T \rangle$, y compris dans la région du plateau.

Plusieurs expériences du CERN ont mesuré le $\langle p_T \rangle$ des particules en fonction de la multiplicité des chargés. Ces données ne permettent pas de mettre en évidence une augmentation dans la région des grandes multiplicités, au delà du plateau (pour une revue, voir [JAC90]). La collaboration JACEE a également réalisé une étude en ce sens [BUR87], sur la base d'une centaine d'événements résultant de l'interaction de rayons cosmiques dans l'atmosphère (figure 1.7). Ces résultats montrent un accroissement brutal du $\langle p_T \rangle$ pour des densités d'énergie supérieures à 4 GeV/fm^3 . Néanmoins, la faible statistique, la diversité des systèmes, ainsi que la méconnaissance

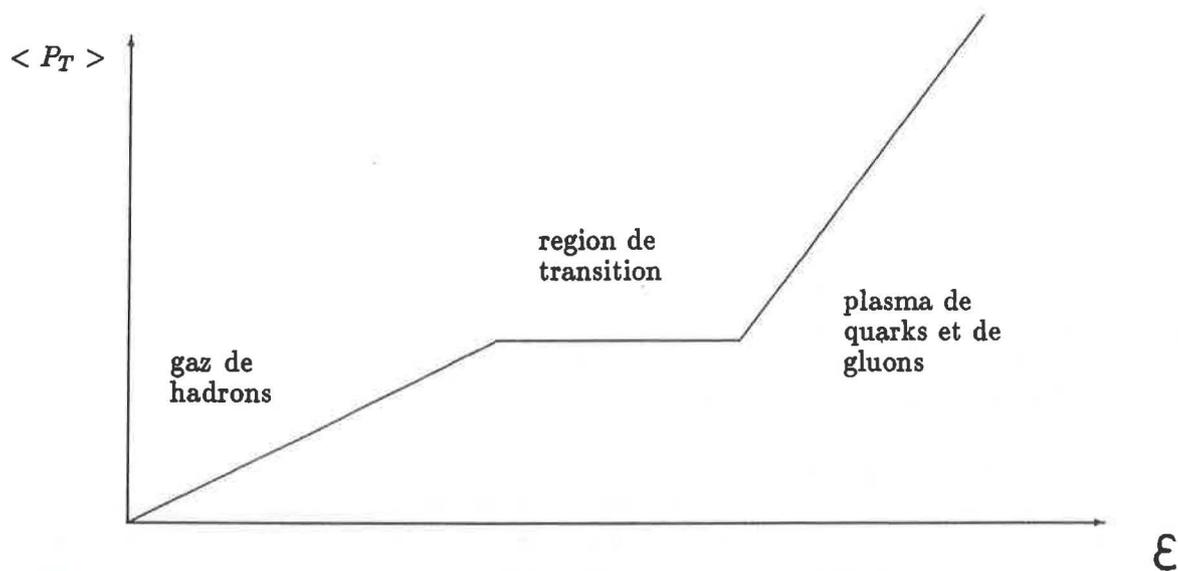


Figure 1.6: Prédications naïves sur l'évolution de $\langle p_T \rangle$ en fonction de la densité d'énergie dans le cas d'une transition du premier ordre. La différence des pentes dans l'augmentation de $\langle p_T \rangle$ avant et après le plateau, traduit la différence dans le nombre de degrés de liberté dans les deux phases.

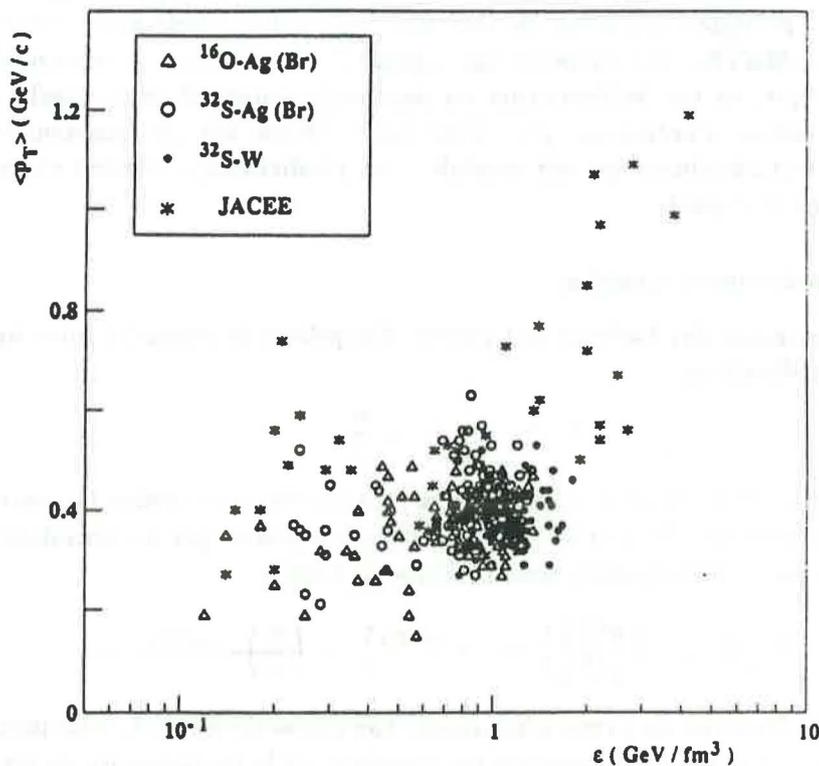


Figure 1.7: $\langle p_T \rangle$ en fonction de la densité d'énergie mesuré par les collaborations JACEE et HELIOS. Extrait de [AKE90].

du paramètre d'impact pour chaque événement nous invitent à la prudence quant aux conclusions à tirer.

1.2.2 Augmentation de l'étrangeté.

Moyennant l'hypothèse que l'équilibre chimique est atteint, le taux de production de quarks étranges pourrait être particulièrement élevé dans le QGP [RAF82]. De nombreux résultats expérimentaux ont mis en évidence l'augmentation de l'étrangeté avec la centralité des collisions. Une revue des résultats les plus récents pourra être trouvée dans [STR90]. A titre d'exemple, nous signalons deux de ces résultats. La collaboration E810 a mesuré les nombres moyens de Λ et de K^0 en fonction de la multiplicité de particules chargées négativement, dans les réactions Si-Au à 14.5 GeV par nucléon (figure 1.8), et montre que les taux de production de ces deux particules sont multipliés par 4 entre les collisions périphériques et les événements centraux. Par ailleurs, la collaboration NA38 a mesuré le même type d'effet sur le taux de production du méson ϕ par rapport au continuum (figure 1.9) [JOU90]

Néanmoins, la comparaison quantitative de ces résultats est rendue complexe par les disparités dans les domaines d'acceptances de toutes ces expériences. Là encore, les conclusions sur l'existence du QGP restent réservées car il l'augmentation de l'étrangeté peut être reliée à des interactions dans le gaz de mésons, comme le suggèrent des modèles récents. On peut dire que l'augmentation de l'étrangeté indique une évolution vers l'équilibre chimique, ce qui n'implique pas que l'équilibre thermique soit atteint.

1.2.3 Suppression de résonances.

Nous allons plus particulièrement détailler les prédictions concernant la production de résonances en présence de plasma puisque c'est selon cet axe que nous avons dirigé notre travail. En 1986, T. Matsui et H. Satz [MAT87] ont proposé une signature du plasma: la suppression du J/ψ . Les auteurs suggèrent que, en cas de formation du plasma, le potentiel entre quarks $V(r)$ subisse d'importantes modifications n'autorisant plus l'existence d'états liés du charmonium ($c\bar{c}$). Les études du système $q\bar{q}$ (quarkonium) qui ont conduit à ces prédictions se placent dans un contexte non relativiste (système statique).

Ecrantage du potentiel inter-quarks.

Les mesures de spectroscopie des hadrons ont permis d'exprimer le potentiel inter-quarks comme la somme de deux contributions:

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (1.8)$$

où σ représente la tension de corde et α caractérise la contribution dite *coulombienne* (au sens de la charge de couleur) du potentiel. A température T non nulle entre en jeu un écrantage de la charge de couleur, et $V(r)$ se paramétrise, alors, sous la forme [KAR87]:

$$V(r) = \left(\frac{\sigma(T)}{\mu(T)} \right) (1 - e^{-\mu(T)r}) - \left(\frac{\alpha}{r} \right) e^{-\mu(T)r} \quad (1.9)$$

où $\mu(T) = 1/r_D(T)$ est l'inverse du rayon d'écrantage (ou rayon de Debye). Une première étude a permis de montrer que, lorsque la température est supérieure à la température de transition T_c , la tension de corde σ s'annule (le premier terme disparaît) et seule la partie coulombienne écrantée contribue au potentiel $V(r)$:

$$V(r, T) \propto - \left(\frac{1}{r} \right) \exp \left(- \frac{r}{r_D(T)} \right) \quad (1.10)$$

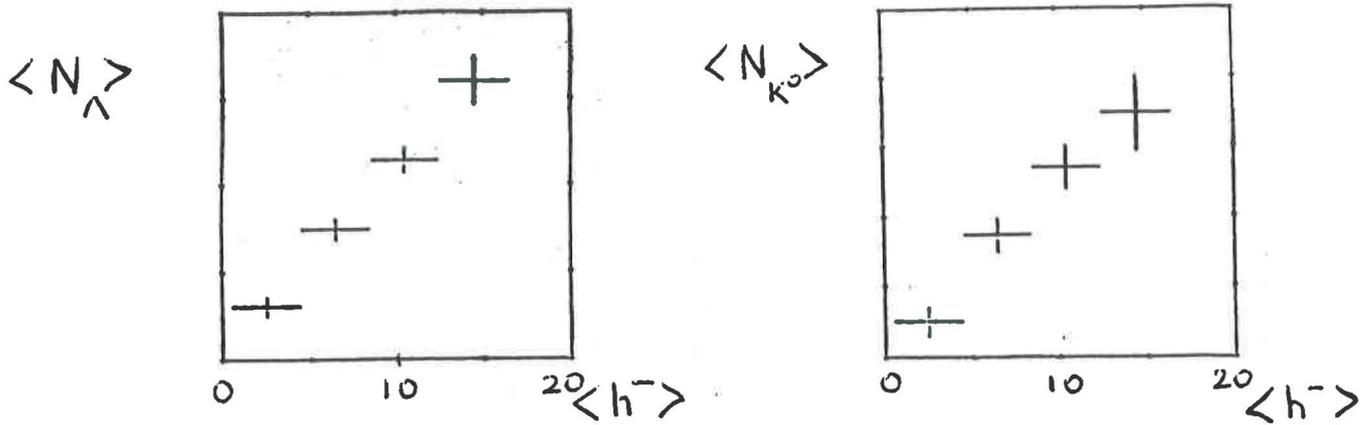


Figure 1.8: Nombres moyens de Λ et de K^0 en fonction de la centralité de la collision dans les réactions Si-Au à 14.5 GeV par nucléon. Extrait de [STR90].

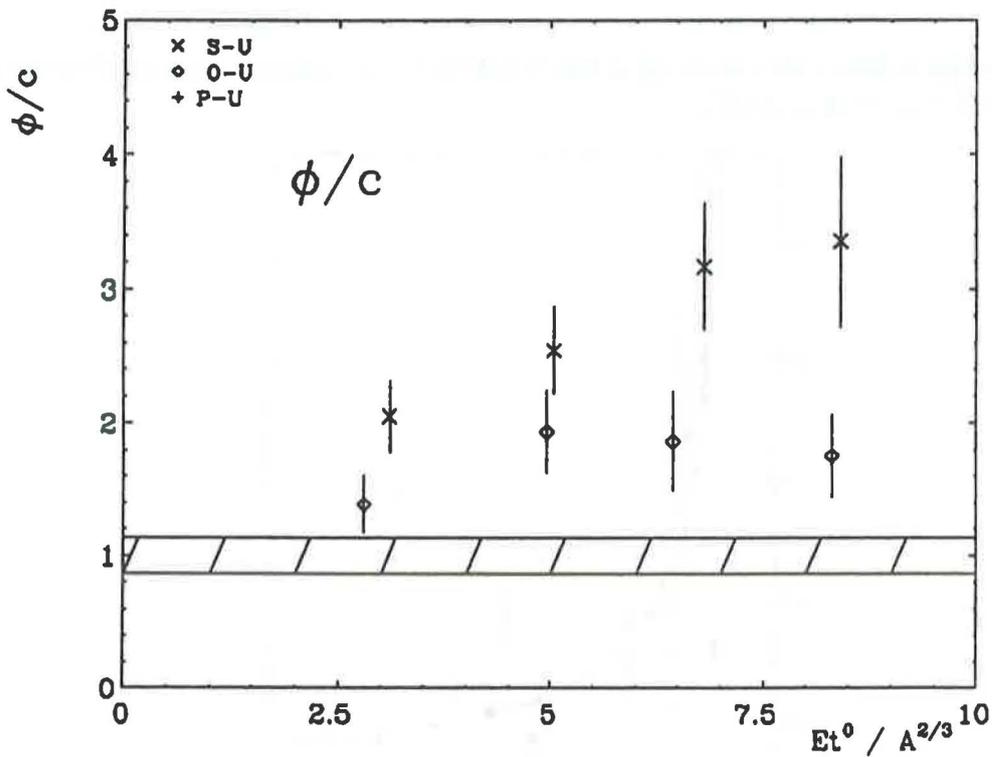


Figure 1.9: Evolution du rapport ϕ sur continuum en fonction de l'énergie transverse dans les collisions p-U, O-U et S-U à 200 GeV par nucléon. Extrait de [JOU90].

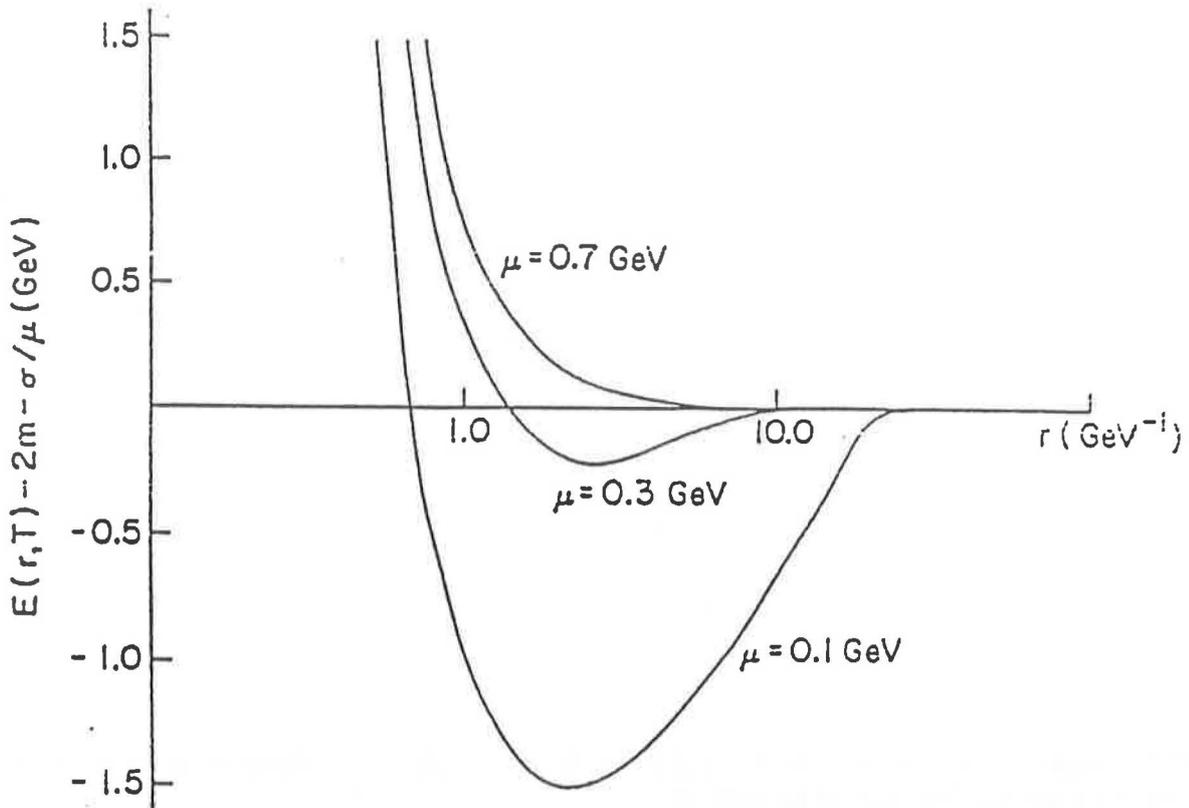


Figure 1.10: Energie de liaison du système $q\bar{q}$ en fonction de la distance inter-quarks pour plusieurs valeurs du paramètre $\mu(T)$. Extrait de [KAR87].

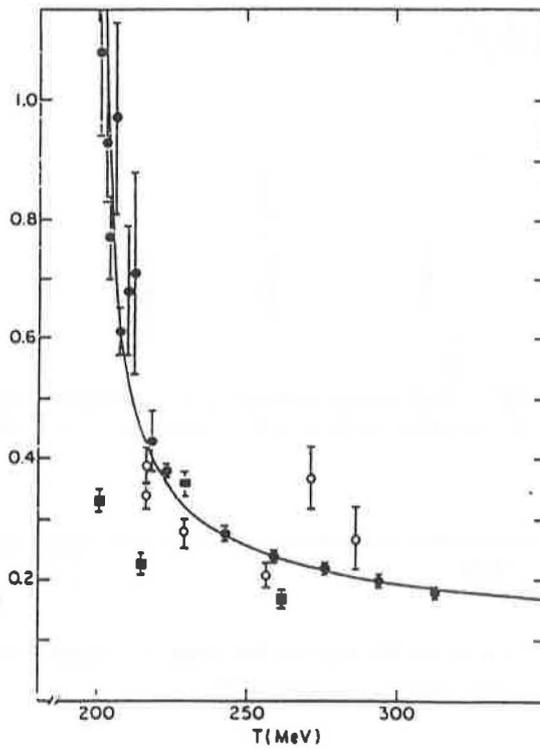


Figure 1.11: Evolution du rayon de Debye avec la température. Extrait de [SAT87].

A partir de ce potentiel, on a calculé les énergies de liaison du système $q\bar{q}$ en fonction de la distance r entre les quarks pour différentes valeurs du paramètre μ (Figure 1.10). Il apparaît que pour une valeur critique μ_S le quarkonium ne possède plus d'état lié ($\mu_S \simeq 0.7$ soit $r_D \simeq 0.29 \text{ fm}$ pour le J/ψ). La dépendance du paramètre μ , ou plutôt r_D , avec la température [SAT87] est obtenue à partir de simulations sur réseau. Elle montre que le rayon de Debye décroît très rapidement au delà d'une température T_c de 200 MeV correspondant à la transition de phase (figure 1.11). Une température critique peut donc être associée à chaque résonance selon sa dimension propre. Cette remarque est importante, car si la production directe du J/ψ est supprimée à partir de $T_D \simeq 1.2T_c$, celle des états ψ' et χ , dont les désintégrations contribuent respectivement pour 36% et 8% à la production totale du J/ψ , sont supprimées dès que $T > T_c$, comme le montre la figure 1.12.

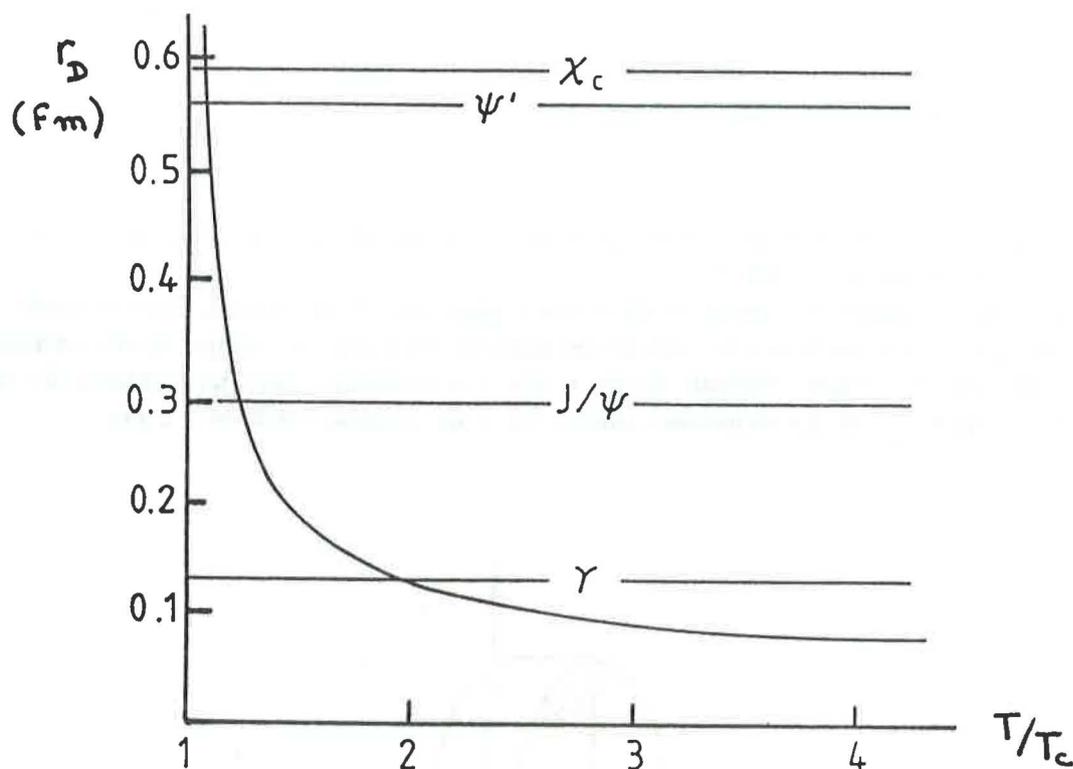


Figure 1.12: Comparaison du rayon de Debye avec les distances de dissociation de quelques états liés de quarks en fonction de la température. On observe que les résonances χ et ψ' sont supprimées dès que la température dépasse la température de transition. Le J/ψ est supprimé à partir de $T \simeq 1.2T_c$.

Voyons plus en détail comment se manifeste cette suppression des résonances, et particulièrement du J/ψ , en fonction de la densité d'énergie atteinte dans les collisions d'ions lourds et de l'impulsion transverse de la particule.

Suppression en fonction de l'impulsion transverse.

L'étude de la suppression du J/ψ en fonction de l'impulsion transverse a donné lieu à de nombreux travaux qui prennent en compte les effets de taille finie du système et qui incluent divers schémas d'évolution du plasma. L'ensemble de ces modèles suppose que le J/ψ ne peut se former que si la paire $c\bar{c}$ atteint la taille caractéristique de l'état lié en dehors d'une région dite *critique* dans l'espace et le temps. Cette région critique correspond au domaine de l'espace-temps à l'intérieur duquel la température est telle que le rayon de Debye est inférieur au rayon du J/ψ .

Le temps t_ψ de formation de la résonance dépend de son impulsion transverse p_T au travers de la relation:

$$t_\psi = \tau_\psi \sqrt{1 + \left(\frac{p_T}{M}\right)^2} \quad (1.11)$$

où τ_ψ est le temps propre de formation du J/ψ . Nous pouvons faire une première remarque simple: si le temps de formation du J/ψ est supérieur à la durée de vie de la région critique t_D , la suppression ne peut avoir lieu. Cela nous donne une valeur critique p_T^c de l'impulsion transverse au delà de laquelle le J/ψ ne peut être supprimé:

$$p_T^c = M \sqrt{\left(\frac{t_D}{\tau_\psi}\right)^2 - 1} \quad (1.12)$$

Les prédictions concernant le domaine des impulsions inférieures à cette valeur critique dépendent des hypothèses faites sur l'évolution du plasma.

Système statique.

Un modèle statique [KAR87-2], a permis une première étude qualitative des effets de taille finie du système dans les collisions centrales $A - A$.

La paire $c\bar{c}$ est supposée être produite dans une région, dite d'interaction, dont le rayon vaut $A^{1/3}$. Dans le plan transverse (r, θ) , le taux de production des paires est proportionnel au nombre de nucléons $n(r, \theta)$. La région critique, quant à elle, est restreinte dans un domaine de rayon $r_H < A^{1/3}$ (Voir figure 1.13). La dimension longitudinale du système est fixée à 1 fm .

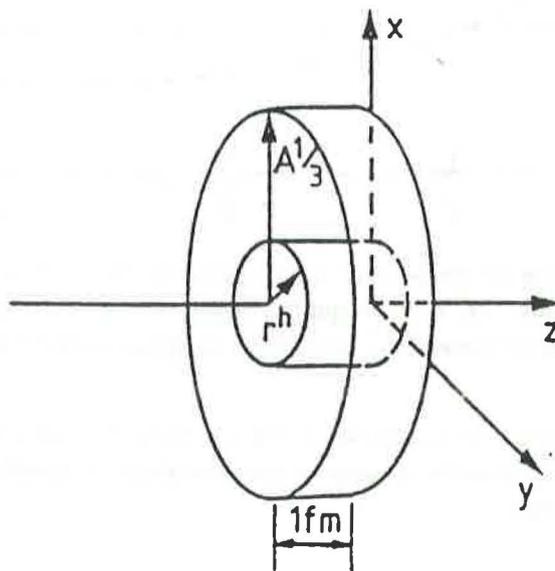


Figure 1.13: Description de la région d'interaction $r < A^{1/3}$ et du plasma $r < r_H$ dans un modèle statique

Dans cette étude, le temps de formation du J/ψ , correspondant à la durée nécessaire pour que la paire $c\bar{c}$ atteigne la taille caractéristique de la résonance, est supposé constant à la valeur

$\tau_\psi = 2 fm$ et l'effet de dilatation relativiste du temps est négligé. La distance \vec{r} parcourue par une paire $c\bar{c}$ entre l'instant de sa création et la formation du J/ψ dépend de son impulsion $\vec{p} = (p_T, p_z)$ comme suit:

$$\vec{r} = \frac{\vec{p}}{M_\psi} \tau_\psi \quad (1.13)$$

Le modèle ainsi établi permet de calculer le rapport du nombre de J/ψ créés au nombre total de paires $c\bar{c}$ produites en fonction de l'impulsion transverse p_T , encore appelé *rapport d'acceptance*. Ces résultats qualitatifs montrent que la suppression du J/ψ intervient préférentiellement dans le domaine des petites impulsions transverses. Cette suppression est d'autant plus prononcée que le rayon délimitant la région critique est plus grand. Les approximations du modèle ne permettent cependant pas de tirer de conclusions quantitatives sur la suppression du J/ψ . Notamment, l'absence de corrections relativistes donne une surestimation de l'effet pour les grandes impulsions transverses. Ces indications doivent donc être précisées dans un cadre plus réaliste par l'introduction de l'évolution dynamique du plasma.

Système dynamique.

Les modèles d'évolution hydrodynamique du plasma [BLA87, CHU88] qui reprennent la description du modèle de Bjorken, prennent en considération l'expansion longitudinale de la région chaude, mais n'incluent pas l'expansion transversale. La densité d'énergie est calculée en tout point de l'espace-temps ce qui permet de déterminer l'évolution de la région critique. En empruntant la description du modèle statique, l'évolution du système correspond, schématiquement, à une diminution du rayon de la région critique à mesure que sa dimension longitudinale augmente. L'hypothèse de base reste que le J/ψ n'est formé que si, au bout du temps de formation t_ψ (avec les corrections relativistes), la paire $c\bar{c}$ se trouve en dehors de la région critique.

Le rapport d'acceptance, obtenu dans ce cadre pour des collisions O-U, est présenté sur la figure 1.14. On observe une importante suppression du J/ψ à basse impulsion transverse dans les collisions centrales. Ces collisions qui mettent en jeu un grand nombre de nucléons permettent d'atteindre de grandes densités d'énergie (d'où une grande durée de vie de la région critique) sur une large étendue spatiale, en comparaison des collisions périphériques.

Suppression en fonction de la densité d'énergie.

Toujours dans le cadre des modèles dynamiques, la suppression du J/ψ dans les collisions O-U a été étudiée en fonction d'un paramètre relié à la densité d'énergie [BLA87]. Les résultats de cette étude sont portés sur la figure 1.15.

La suppression du J/ψ se manifeste rapidement dès lors que la densité d'énergie dépasse la valeur critique interdisant l'existence de l'état lié. Cette prédiction montre qu'une étude expérimentale de la production du J/ψ en corrélation avec la densité d'énergie doit permettre de mesurer le seuil en densité d'énergie marquant le début de la transition de phase de la matière nucléaire vers le plasma.

L'étude des suppressions de résonances semble donc, être une voie très prometteuse dans l'optique de mettre en évidence l'existence du QGP. Toutefois, des explications alternatives mettant en jeu des mécanismes classiques d'absorption nucléaire peuvent rendre compte des effets prédits en cas de formation du plasma, comme nous l'expliquerons plus loin. Ceci va nous imposer d'avoir une mesure très précise des effets de suppression.

Pour situer cette thèse, nous allons maintenant, résumer l'état de nos connaissances sur la production du méson J/ψ au moment où nous avons entrepris ce travail. Ce résumé comprend deux parties:

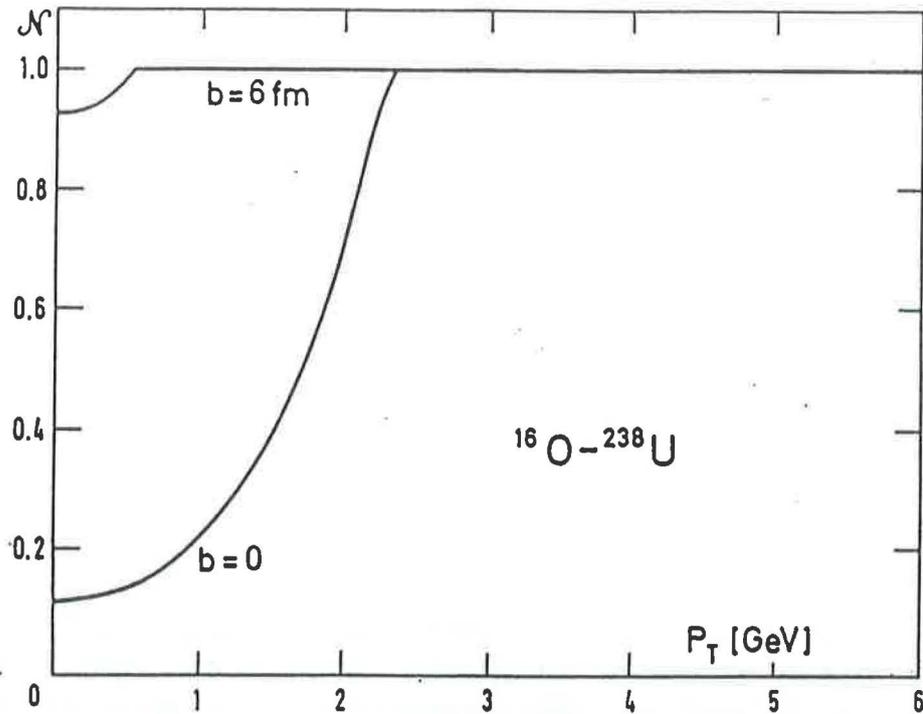


Figure 1.14: Suppression du J/ψ en fonction de l'impulsion transverse en O-U pour les collisions périphériques ($b = 6 \text{ fm}$) et les collisions centrales. Il apparaît naturellement que la suppression est d'autant plus prononcée que la densité d'énergie est grande. Extrait de [BLA87]

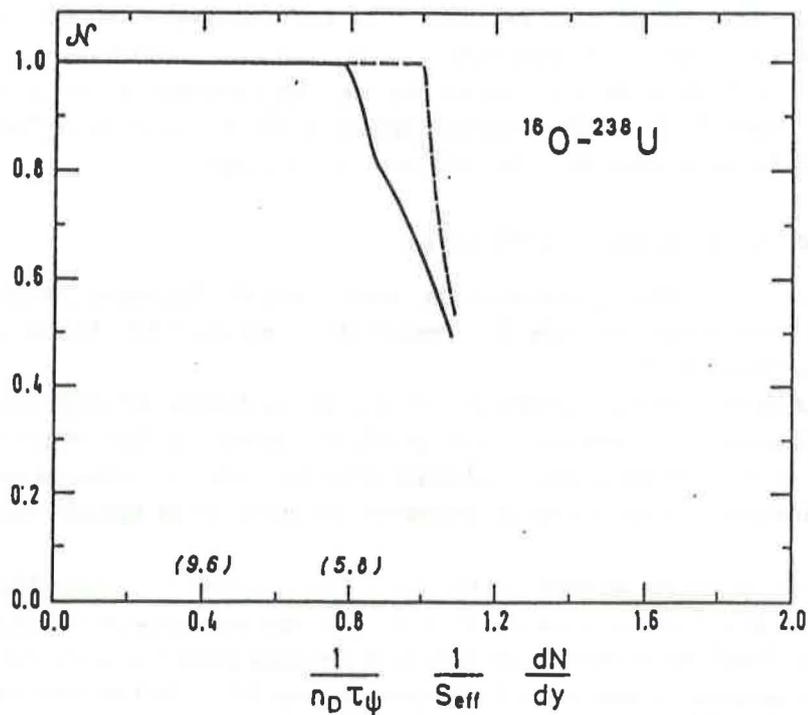


Figure 1.15: Suppression du J/ψ dans les collisions O-U en fonction d'un paramètre relié à la densité d'énergie. La suppression ne devient effective qu'au delà d'une densité d'énergie critique pour laquelle le rayon de Debye est égal au rayon du J/ψ .

- Les résultats actuels sur les réactions hadron noyau qui serviront de référence.
- Les résultats sur les réactions induites par les ions O et S.

1.3 Production du J/ψ dans les réactions hadron-noyau.

Nous allons faire une revue des résultats existants sur la production du J/ψ dans les réactions hadron-noyau. Ces données nous seront très utiles lors de nos analyses pour effectuer des comparaisons avec les résultats obtenus sur les réactions noyau-noyau. Rappelons, tout d'abord, que, lors des études d'effet de taille des noyaux cibles, la section efficace de production du J/ψ dans les réactions p-A est communément paramétrisée sous la forme:

$$\sigma_{\psi}(A) = \sigma_0 A^{\alpha} \quad (1.14)$$

où A est le numéro atomique du noyau cible. Le paramètre α n'a pas de sens physique, mais il permet de quantifier les effets d'absorption du milieu nucléaire. Les réactions hadron noyau servant de référence, il est important de connaître le paramètre α avec une grande précision. Les valeurs de α mesurées dans diverses expériences sont regroupés dans la table 1.1. Ces résultats regroupent plusieurs projectiles différents, mais si on admet que les effets d'absorption ne se produisent que dans l'état final, on peut négliger l'influence du projectile. C'est cette influence que nous chercherons à quantifier et à comparer à l'effet lié au noyau cible en collisions h-A. Ces résultats peuvent

Faisceau	Cibles	α	x_F	réf.
p 200 GeV	^2H , Pt	0.94 ± 0.03	> 0	[BAD83]
p 225 GeV	C, Sn	0.91 ± 0.05	> 0.15	[BRA77]
p 450 GeV	C, Cu, W	$0.95 \pm 0.02 \pm 0.02$	0-0.15	[CAS89]
p 800 GeV	d, C, La, Fe, W	0.92 ± 0.008 (syst.)	0.15-0.65	[MOS91]
n 300 GeV	Be, Al, Cu, Pb	0.93 ± 0.04	> 0.24	[BIN76]
\bar{p} 125 GeV	Be, Cu, Pt	0.90 ± 0.03	> 0	[KAT88]
π^+ 200 GeV	^2H , Pt	0.96 ± 0.02	> 0	[BAD83]
π^- 125 GeV	Be, Cu, Pt	0.87 ± 0.02	> 0	[KAT88]
π^- 150 GeV	^2H , Pt	0.95 ± 0.02	> 0	[BAD83]
π^- 200 GeV	^2H , Pt	0.97 ± 0.02	> 0	[BAD83]
π^- 280 GeV	^2H , Pt	0.96 ± 0.02	> 0	[BAD83]
π^- 530 GeV	C, Al, Cu, Pb	0.85 ± 0.06	0.1-0.8	[KAR90]

Table 1.1: Dépendance de la section efficace de production du J/ψ avec la taille du noyau cible

apparaître incompatibles. Cependant, ils appellent deux commentaires:

- La valeur du paramètre α semble dépendre du noyau le plus léger utilisé pour étudier les effets de taille de la cible. En effet, des mesures de sections efficaces de réaction [GEI90], n'incluant toutefois pas la production du J/ψ , ont mis en évidence l'absence d'effet nucléaire entre les protons et les deutons ce qui s'interprète aisément du fait de la grande taille du noyau de deutérium qui peut être considéré comme deux nucléons indépendants. Les moyennes pondérées des α mesurés dans les diverses expériences sont:

$$\alpha_{2H} = 0.96 \pm 0.01 \quad (1.15)$$

$$\alpha_d = 0.92 \pm 0.008(\text{syst.}) \quad (1.16)$$

$$\alpha_{Be,C} = 0.89 \pm 0.02 \quad (1.17)$$

lorsque les cibles les plus légères employées sont respectivement le proton (2H), le deutérium et des noyaux plus lourds (beryllium ou carbone).

- Il apparaît que lorsque le domaine en x_F sur lequel sont mesurées les sections efficaces intégrées, n'inclue pas la région $x_F = 0$, les valeurs de α sont faiblement réduites. Cet effet pourrait être relié à la production diffractive du J/ψ apparaissant à grand x_F et mise en évidence par la collaboration NA3 [BAD83].

Ces remarques importantes seront reprises, lors de nos analyses, en vue de la comparaison des réactions proton-noyau avec les réactions noyau-noyau.

1.4 Résultats de l'expérience NA38.

L'expérience NA38, qui mesure des paires de muons (dimuons), étudie la production du J/ψ en corrélation avec l'énergie transverse de la collision qui est un estimateur de la densité d'énergie. Le taux de production du J/ψ n'a pas été mesuré en valeur absolue, mais il a été estimé par comparaison avec la production des dimuons du continuum (essentiellement constitué de paires de Drell-Yan) utilisé comme processus de référence. Les résultats essentiels obtenus à ce jour, dans les réactions p-U, O-U et S-U sont les suivants:

1. Le taux de production du J/ψ dans les collisions O-U et S-U est plus faible que celui observé en collisions p-p. Toutefois, les incertitudes ne permettent pas de conclure sur l'importance relative de l'effet de suppression par rapport aux réactions p-U.
2. Cette production diminue avec l'énergie transverse de la collision, en O-U et S-U.
3. L'étude de la production du J/ψ en fonction de la densité d'énergie montre que ce paramètre constitue bien la grandeur caractéristique des phénomènes observés (Voir figure 1.16), même si son estimation, en valeur absolue, reste soumise à des incertitudes.
4. L'effet observé résulte bien d'une suppression du J/ψ et non d'une augmentation de la production de paires dans le continuum comme en témoigne l'étude des spectres d'énergie transverse [BAG90] (Voir la figure 1.17).
5. La suppression du J/ψ intervient dans le domaine des petites impulsions transverses (Voir les figures 1.18 et 1.19).

Tous ces effets sont en accord avec les interprétations en termes de plasma, mais d'autres modèles ont été développés avec pour objectif de reproduire ces résultats sur la base de mécanismes d'absorption hadronique du J/ψ . Nous allons en donner une brève description.

1.4.1 Absorption nucléaire.

Les modèles d'absorption nucléaire [CAP88,GER88] étudient la possibilité que le J/ψ soit détruit par interaction avec les nucléons de la cible ou du projectile. Deux modèles ont été développés en ce sens.

Un premier modèle, où le nombre de collisions du J/ψ avec les nucléons de la cible et du projectile est estimé à partir du modèle de Glauber, montre que l'absorption nucléaire ne rend compte que de 15% de l'effet mesuré en O-U (table 1.2) [CAP87].

Un second modèle [GER88] a permis de comprendre la dépendance en A observée dans les réactions hadron noyau en termes d'absorption nucléaire du J/ψ . Ce modèle suppose qu'une fois le J/ψ formé, il peut interagir avec les nucléons situés sur son parcours. Pour une valeur de α de 0.94 ± 0.03 observée en p-A [BAD83], le modèle permet d'obtenir une valeur de la section efficace

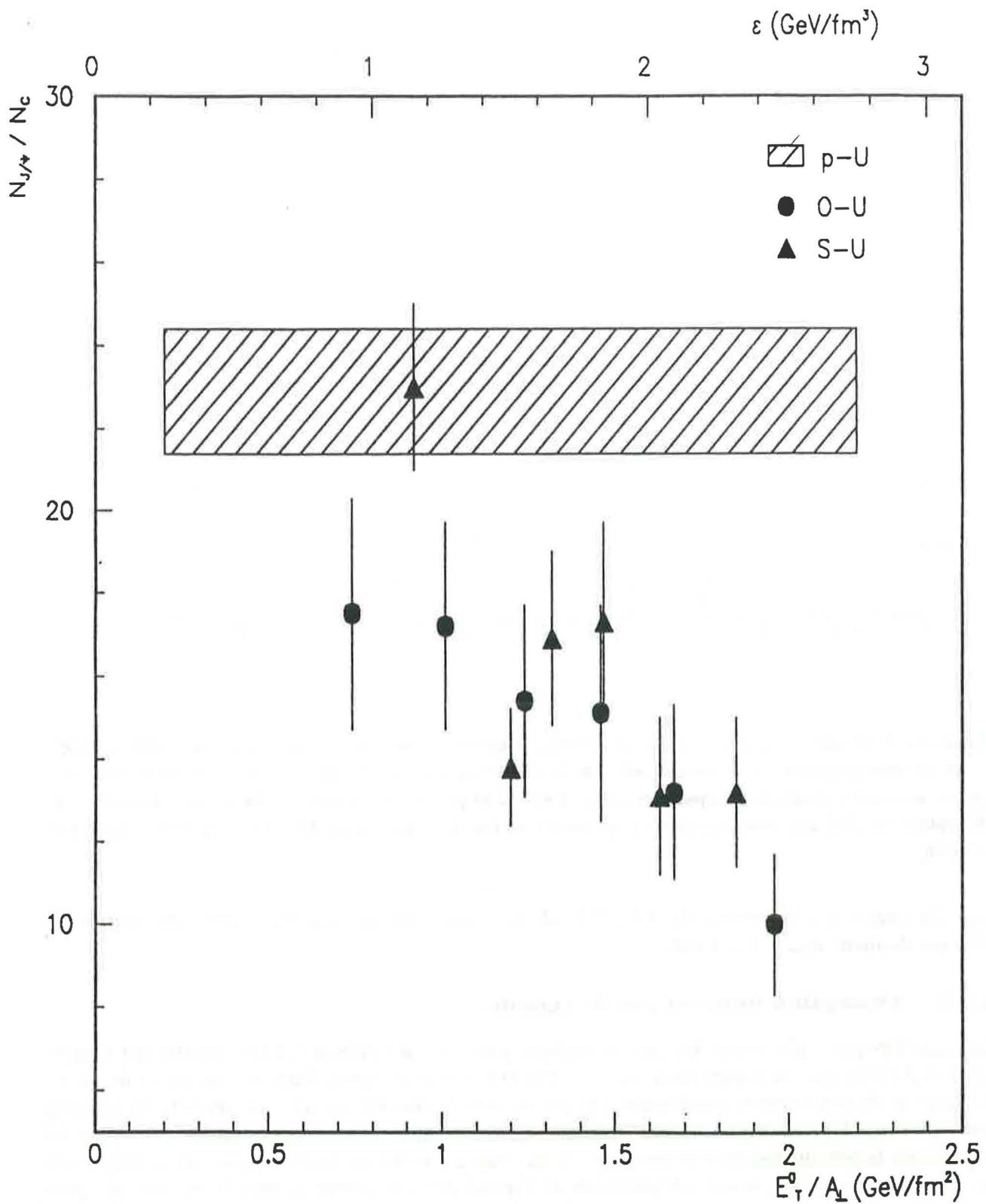


Figure 1.16: Rapport ψ/C en fonction de la densité d'énergie dans les réactions p-U, O-U et S-U. La zone hachurée correspondant aux collisions p-U traduit notre méconnaissance du volume d'interaction. La compatibilité observée entre les réactions O-U et S-U montre que la densité d'énergie est bien le paramètre caractéristique. Extrait de [BAG91]

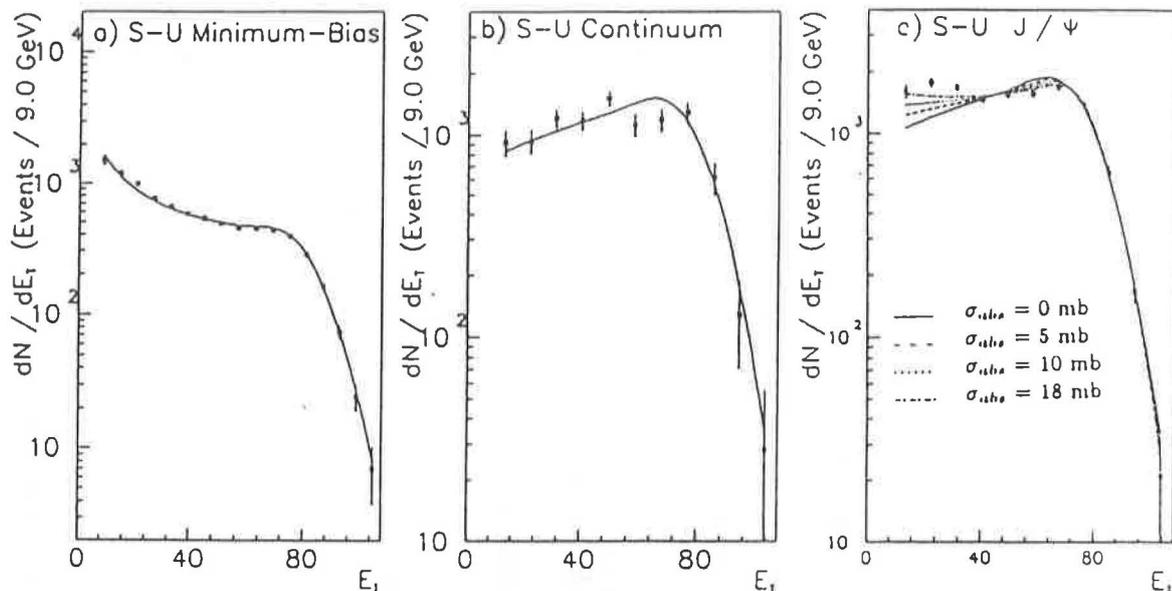


Figure 1.17: Paramétrisation des spectres d'énergie transverse pour les événements minimum bias (trigger = une interaction), pour le continuum et pour le J/ψ . Les spectres minimum bias et du continuum sont ajustés avec des paramètres compatibles qui ne permettent pas de rendre compte des spectres du J/ψ . Une absorption du J/ψ doit être introduite pour améliorer l'accord entre le modèle et les données. Extrait de [BAG90].

σ_{abs} d'interaction J/ψ nucléon de 4.5 ± 2.5 mb en accord avec les mesures de photoproduction du J/ψ qui donnent $\sigma_{abs} = 1$ à 3 mb.

1.4.2 Absorption dans un gaz de mésons.

La densité de particules produites dans la région centrale étant élevée, plusieurs modèles ont suggéré [BLA89,SAT90] que la suppression du J/ψ soit l'effet d'interactions dans ce gaz dense de pions, de kaons et de résonances conduisant à la production de charme ouvert. Les prédictions diffèrent peu selon que l'on considère un gaz statique ou dynamique. Une étude prenant en compte les expansions longitudinales et transversales du gaz dans les collisions O-U indique que la proportion de J/ψ subsistants est quasi-indépendante de l'impulsion transverse comme le montre la figure 1.20. Par contre, on peut constater que l'absorption est plus importante pour les collisions à faibles paramètres d'impacts, comme on pouvait s'y attendre dans la mesure où la multiplicité des particules émises (qui contribuent à la destruction du J/ψ) est proportionnelle au nombre de nucléons participant à la collision. La figure 1.21 illustre cet effet. Elle présente la proportion des J/ψ subsistants en fonction du nombre de nucléons participants. La suppression s'avère être déjà très importante pour les collisions périphériques et sature rapidement pour les collisions plus centrales. D'après ces prédictions, le taux de production du J/ψ décroîtrait exponentiellement

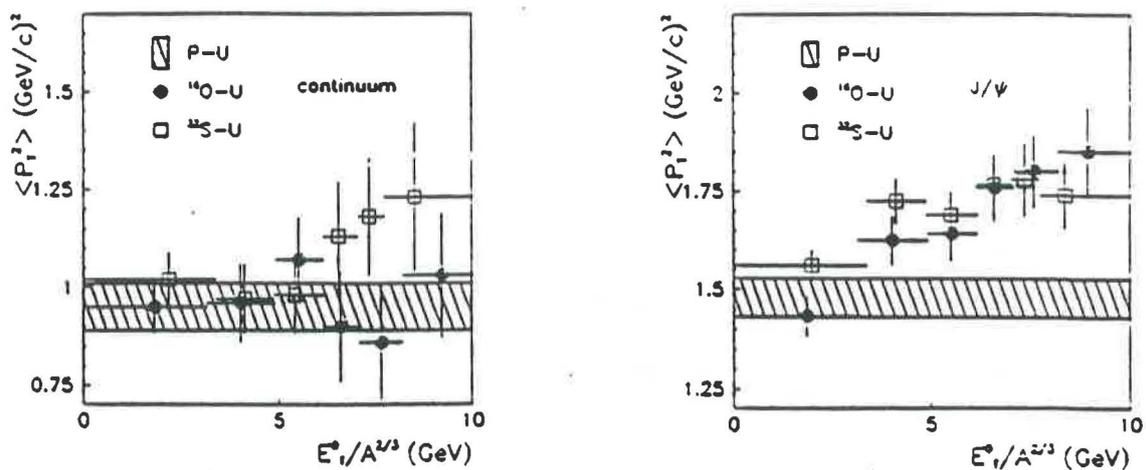


Figure 1.18: Evolution du $\langle p_T^2 \rangle$ pour le J/ψ et le continuum en fonction d'un paramètre relié à la densité d'énergie. On observe une augmentation du $\langle p_T^2 \rangle$ pour le J/ψ en O-U et en S-U. Sur le continuum, le $\langle p_T^2 \rangle$ présente un comportement plat en O-U et une augmentation peu significative, compte tenu des incertitudes, en S-U.

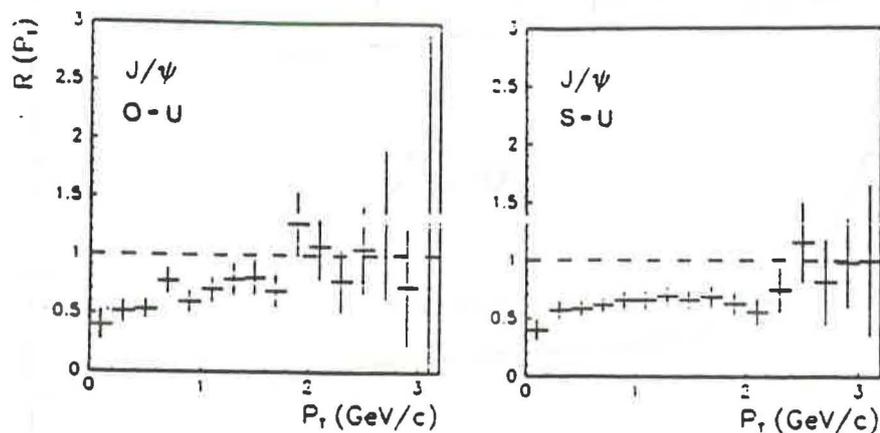


Figure 1.19: Rapport de la distribution en impulsion transverse du J/ψ pour les grandes énergies transverses, à la distribution équivalente pour les petites énergies transverses. La suppression du J/ψ intervient essentiellement à bas p_T .

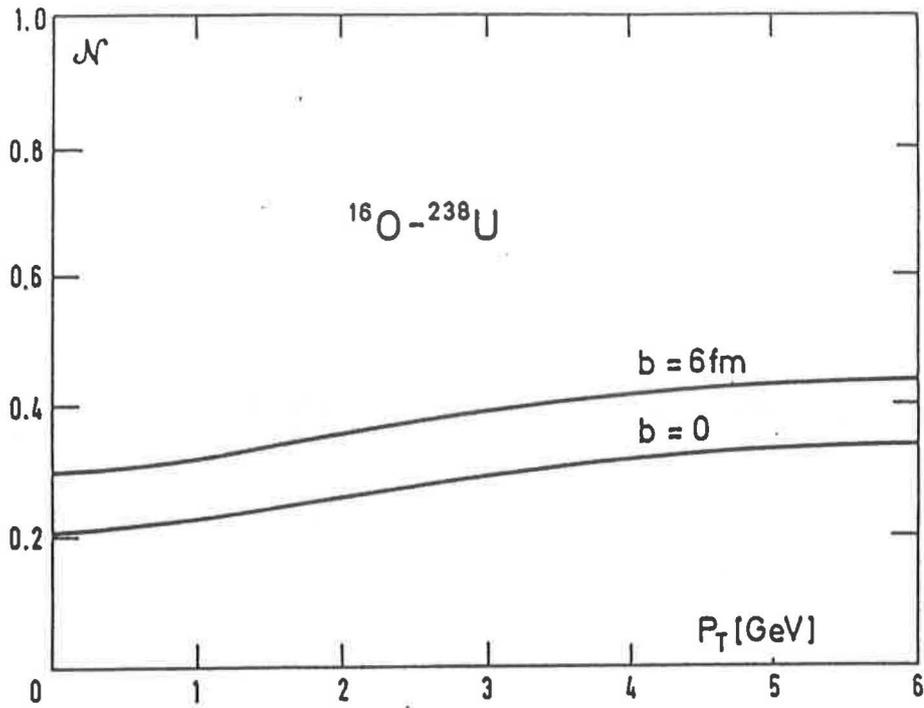


Figure 1.20: Proportion de J/ψ subsistants en fonction de l'impulsion transverse pour deux paramètres d'impact en collision O-U. Extrait de [BLA89].

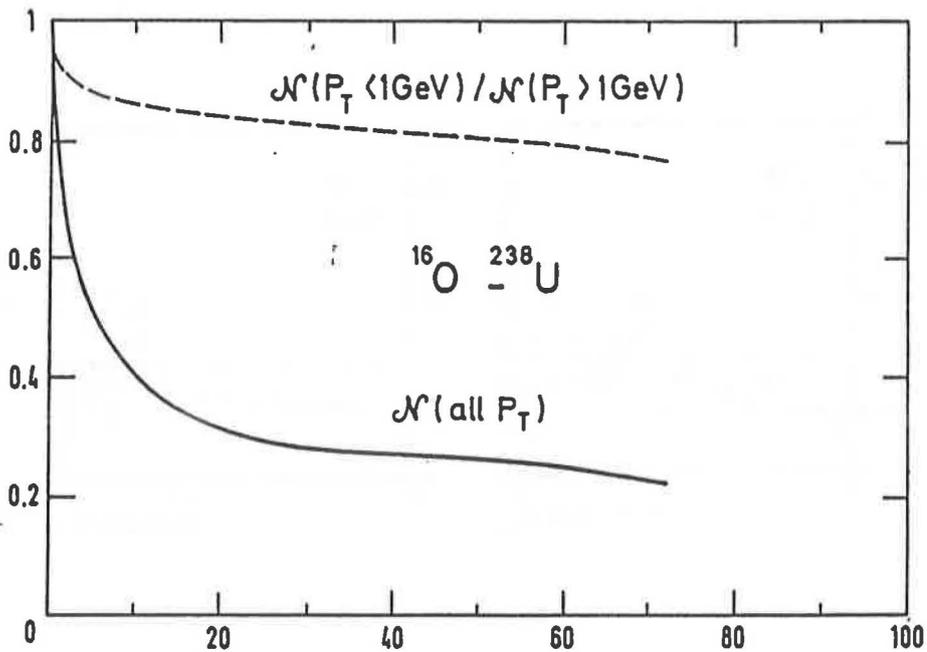


Figure 1.21: Proportion de J/ψ subsistants en fonction du nombre de nucléons participants dans les collisions O-U. Extrait de [BLA89].

n_U	R	n_U	R
20	0.7202	70	0.6204
30	0.6950	80	0.6098
40	0.6743	90	0.6049
50	0.6533	100	0.6025
60	0.6363	110	0.6012

Table 1.2: Suppression du J/ψ en O-U en fonction du nombre de nucléons participants de l'uranium. La section efficace $\sigma_{\psi\text{-nucléon}}$ est fixée à 4 mb. En collision O-U à $b = 0$, 50 nucléons de l'uranium en moyenne sont participants. Les valeurs de n_U supérieures à 50 correspondent à des fluctuations ayant une faible probabilité d'être réalisées. Extrait de [CAP87].

en fonction de la densité d'énergie. De nouveau, ce comportement ne semble pas en accord avec les données actuelles mais compte tenu des incertitudes, un ajustement des paramètres du modèle permet toutefois de rendre compatibles les prédictions avec les résultats expérimentaux.

1.4.3 Interactions dans l'état initial.

Nous ouvrons ici, une simple parenthèse concernant l'influence des nucléons de la cible et du projectile sur l'impulsion transverse du J/ψ . Une interprétation des effets observés en fonction de p_T a été proposée [HUE88] (voir également [GAV88]) qui suggère que les partons, dans l'état initial, qui vont produire le J/ψ , diffusent sur les nucléons de la cible et du projectile augmentant ainsi l'impulsion transverse dans l'état final. Cet effet étant d'autant plus important que le nombre de nucléons participants est plus grand, l'impulsion transverse moyenne du J/ψ doit augmenter avec l'énergie transverse de la collision. Une étude récente [GER91] a montré que cette interprétation permet de rendre compte des observations faite par l'expérience NA38.

L'ensemble des prédictions et résultats actuels ne permettent pas d'affirmer que le plasma a été observé. De nombreuses questions restent en suspens:

- La comparaison quantitative de la suppression du J/ψ entre les réactions hadron noyau et noyau noyau.
- La continuité de l'effet de suppression entre ces mêmes réactions.
- La saturation de la suppression dans le domaine des grandes énergies transverses.

Néanmoins, la multiplicité des observations doit permettre de contraindre le champ des interprétations théoriques. En celà nous allons tenter de préciser les résultats concernant la suppression du J/ψ en fonction de la densité d'énergie.

Nous allons maintenant, donner une description générale de l'appareillage de l'expérience NA38.

The following information is provided for your information only. It is not intended to be used as a substitute for professional advice. The information is based on the current laws and regulations in effect at the time of publication. It is subject to change without notice. The information is provided for your information only. It is not intended to be used as a substitute for professional advice. The information is based on the current laws and regulations in effect at the time of publication. It is subject to change without notice.

Chapitre 2

Dispositif expérimental.

L'appareillage de l'expérience NA38 a déjà été décrit dans plusieurs documents [ABR89,NA38N]. Je n'en ferai donc ici, qu'une description sommaire en insistant sur les points particuliers utiles par la suite.

L'expérience NA38 a pour but de vérifier l'existence d'une dépendance du comportement des dimuons de basse masse ($M < 5 \text{ GeV}/c^2$) avec la densité d'énergie atteinte dans des collisions d'ions lourds ultrarelativistes. La production d'un dimuon étant un événement rare, il est nécessaire de fonctionner en faisceau très intense et d'avoir un taux maximal d'interactions. De telles conditions de prise de données exigent un appareillage capable de recevoir de hauts taux de comptage. Entre 1980 et 1986, l'expérience NA10, consacrée à l'étude de la production de dimuons dans les réactions hadron-noyau, a utilisé un spectromètre à muons dont les caractéristiques (rapidité, acceptance et résolution) s'inscrivent très bien dans notre optique. Plusieurs détecteurs lui ont été adjoints dans le but de satisfaire des objectifs multiples:

1. Compléter l'analyse des événements par une mesure d'un paramètre relié à la densité d'énergie, en l'occurrence, l'énergie transverse neutre.
2. Optimiser le taux d'interactions dans la cible et reconnaître les réinteractions des nucléons spectateurs du projectile.
3. Pouvoir reconnaître un événement qui présente un empilement d'interactions dans la fenêtre d'analyse qui conduirait à fausser la mesure de l'énergie transverse.

Nous allons donner un aperçu de l'ensemble de ces détecteurs.

2.1 Le spectromètre à muons.

Le spectromètre s'articule autour de quatre composantes (figure 2.1). L'aimant central est encadré par de deux paires d'hodoscopes (R1-R4) et deux ensembles de quatre chambres à fils (PC1-PC8). Le tout est accompagné de plusieurs absorbeurs dont nous verrons l'usage dans la suite de ce chapitre.

2.1.1 L'aimant.

L'aimant fonctionne en mode pulsé, chaque pulsation coïncidant avec une bouffée du faisceau. Il génère un champ magnétique toroïdal qui admet l'axe du faisceau comme axe de symétrie, et dont l'intensité est inversement proportionnelle à la distance à l'axe. Ceci lui confère la propriété d'imprimer aux muons une déflexion angulaire proportionnelle à leur impulsion transverse. Le sens du champ magnétique peut être inversé en changeant le signe (+ ou -) du courant alimentant les bobines de l'aimant.

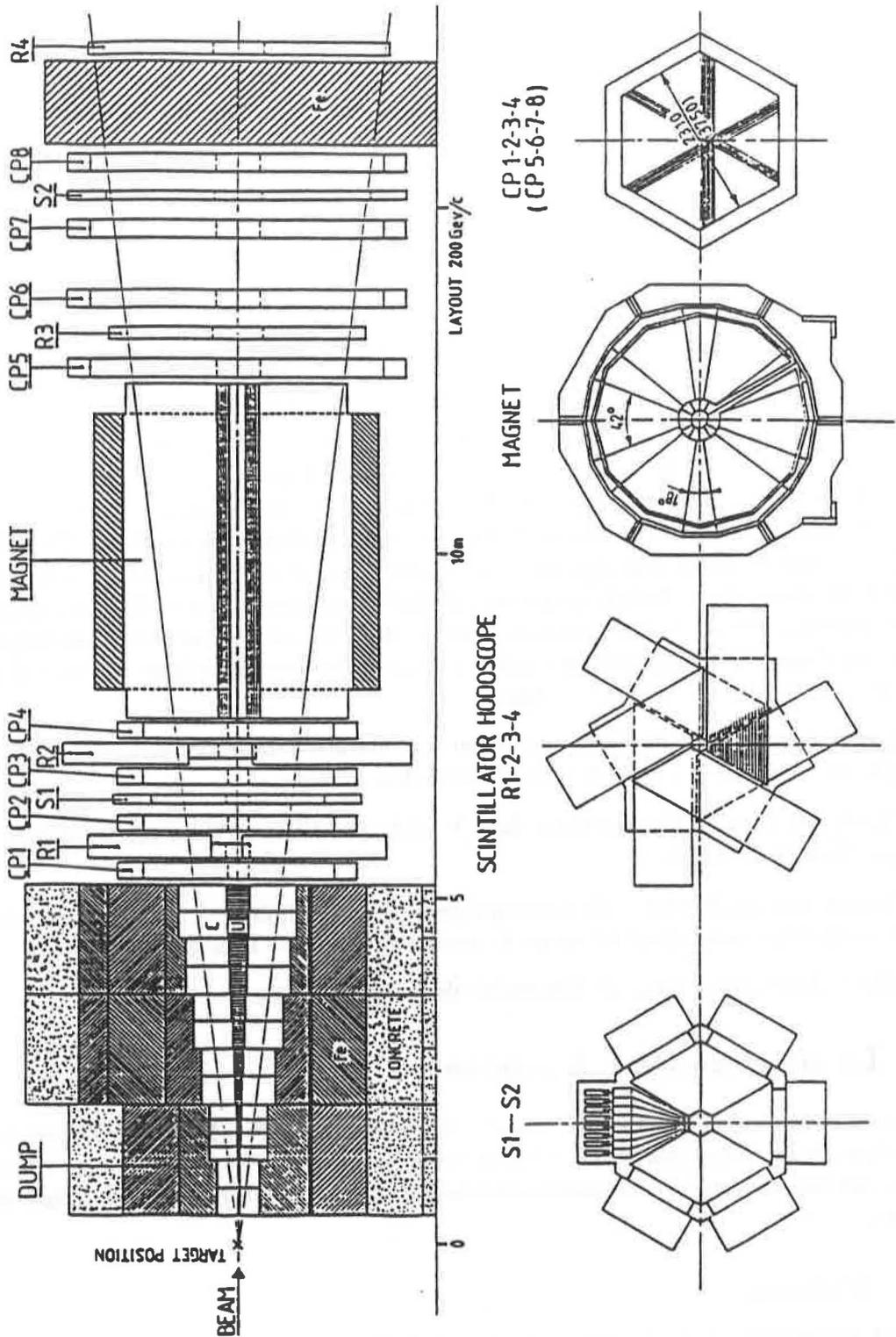


Figure 2.1: Le spectromètre à muons (vue générale).

2.1.2 Les hodoscopes.

Le déclenchement de l'acquisition est assuré par les hodoscopes dont le rôle est de signer le passage d'une paire de muons en provenance de la cible. Ils sont constitués de barreaux de scintillateur répartis sur six sextants (S1-S6), et disposés selon les cotés d'un hexagone (voir figure 2.1). Les deux hodoscopes R1 et R2, disposés avant l'aimant, sont plus particulièrement dévolus à la sélection des muons en provenance de la cible. R1 et R2 étant homotétiques par rapport à la cible, deux barreaux R1_i et R2_i en coïncidence pointent dans la région de la cible. En utilisant la caractéristique du champ magnétique, les informations combinées des quatre hodoscopes procurent une estimation de l'impulsion transverse du muon détecté.

2.1.3 Les chambres à fils.

Les chambres à fils sont utilisées pour la reconstruction des traces dans le spectromètre. Chaque chambre comporte trois plans de fils orientés à 60° les uns des autres. Les fils sont espacés de 3 mm ce qui conduit, pour chaque ensemble PC1-PC4 et PC5-PC8, à une précision de l'ordre du dixième de milliradian sur la mesure de l'angle de la particule détectée.

2.1.4 Les absorbeurs.

L'usage d'absorbeurs de hadrons est requis afin d'empêcher leur désintégration par voie muonique qui constitue la source d'un important bruit de fond. En contrepartie, les muons incidents subissent une diffusion multiple dans les absorbeurs qui dégrade la résolution du spectromètre. Un compromis est donc réalisé entre le taux de bruit de fond accumulé dans nos données et la précision souhaitée sur la mesure des variables cinématiques du dimuon.

Le terme d'*absorbeurs* désigne un ensemble de trois éléments:

- Un noyau cône constitué de tungstène et d'uranium est placé sur la trajectoire du faisceau en amont de PC1. Son rôle est de protéger les chambres à fils contre les ions incidents n'ayant pas interagi dans la cible.
- Un ensemble de cylindres de carbone et de fer totalisant 4.8 m d'épaisseur est disposé autour du noyau central de façon à couvrir le domaine angulaire du spectromètre. La région des plus grands angles est complétée par des blocs de fer et de béton. Cet ensemble absorbe les hadrons et les électrons jouant ainsi le rôle de filtre à muons. Un mur de fer de 1.6 m d'épaisseur situé après PC8 et avant R4 complète cette tâche en éliminant les hadrons résiduels qui ont pu franchir le premier filtre.
- Un pré-absorbeur localisé juste en sortie de la cible vient parfaire le filtrage. De par sa situation très proche du point d'interaction, cet absorbeur joue un rôle prépondérant sur la désintégration des pions et des kaons par voie muonique. Le choix des caractéristiques de cet absorbeur influe donc, directement sur le taux de déclenchement lié au bruit de fond. Différentes configurations ont été utilisées durant les diverses périodes de prise de données.

L'ensemble de ces absorbeurs totalise entre 11 et 13 longueurs d'interaction suivant le pré-absorbeur sélectionné. Toutefois, la résolution en masse reste en deça de 5% à la masse du J/ψ .

2.2 Le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique est destiné à mesurer le flux d'énergie neutre (γ et π^0) produit au cours d'une collision. De par sa granularité, il permet d'obtenir une mesure de l'énergie transverse neutre que l'on sait relier à la densité d'énergie [BJO83].

De géométrie hexagonale, le calorimètre électromagnétique est constitué de trente éléments répartis en cinq anneaux et six sextants couvrant un domaine en pseudo-rapacité $1.7 < \eta < 4.1$. Sa réalisation a fait usage de la technique d'association plomb-scintillateur. Des fibres optiques scintillantes, disposées en couches, sont enrobées dans des feuilles de plomb, celles-ci assurant la matérialisation des γ . Les électrons de conversion excitent les centres scintillants au sein des fibres. La lumière produite est dirigée vers des guides de lumière qui, eux-mêmes la dirigent vers les photomultiplicateurs.

La résolution du calorimètre électromagnétique est de $\frac{0.30}{\sqrt{E}}$ pour des projectiles lourds (oxygène ou soufre) et de $\frac{0.85}{\sqrt{E}}$ avec les électrons de 10 GeV utilisés lors de la calibration.

2.3 La cible active.

La cible active est fragmentée en ciblètes d'environ 1mm sur 3 mm et totalise 20% de longueur d'interaction. Chaque ciblète est entourée d'un scintillateur en forme d'anneau employé à la détection des particules de basse énergie évaporées par le noyau cible à la suite d'une interaction.

La fragmentation de la cible présente plusieurs avantages:

- Les produits d'une interaction voient la première ciblète en aval sous un faible angle solide. Cela limite les possibilités de réinteraction dans la cible et diminue d'autant l'importance de la gerbification due à une conversion prématurée des γ .
- Une localisation précise du lieu de l'interaction est nécessaire au calcul de l'énergie transverse, aussi bien qu'à celui des paramètres cinématiques du dimuon mesuré.
- Il est possible de détecter plusieurs interactions se produisant dans des ciblètes différentes, durant l'ouverture de la fenêtre d'analyse. Ceci permet, lors de l'analyse, la réjection des événements multi-interactions, pour lesquels la mesure de l'énergie transverse est faussée.

La reconnaissance, hors ligne, de la (des) ciblète(s) touchée(s) est effectuée à l'aide d'un algorithme qui s'appuie sur la différence d'énergie collectée entre les deux groupes de trois scintillateurs disposés de part et d'autre de chaque ciblète. La figure 2.2 montre le spectre d'identification des ciblètes obtenu sur les données O-U.

2.4 Les détecteurs de faisceau.

En raison de la haute intensité de faisceau qu'autorise le spectromètre, il n'est pas rare que plusieurs ions soient présents dans la cible durant l'ouverture de la fenêtre d'analyse, faussant la mesure de l'énergie transverse. Pour contrôler cet effet, nous disposons de plusieurs détecteurs de faisceau complémentaires, voire redondants.

2.4.1 L'hodoscope de faisceau (BH).

L'hodoscope de faisceau, ou BH pour Beam Hodoscope, participe à la détection de l'empilement d'ions dans le faisceau. Placé trente mètres en amont de la cible, le BH se situe en un point où le faisceau est large, autorisant, ainsi, l'usage de plastique scintillant.

Le BH se présente sous forme de deux plans successifs (BH1, BH2) de 1 mm d'épaisseur disposés orthogonalement à la trajectoire du faisceau. Ces plans sont scindés en petits scintillateurs de telle sorte que, d'une part, les taux de comptage de chaque élément soient équivalents, et d'autre part, les inefficacités de détection aux interstices soient minimisées.

L'efficacité de détection de l'ensemble est supérieure à 99%

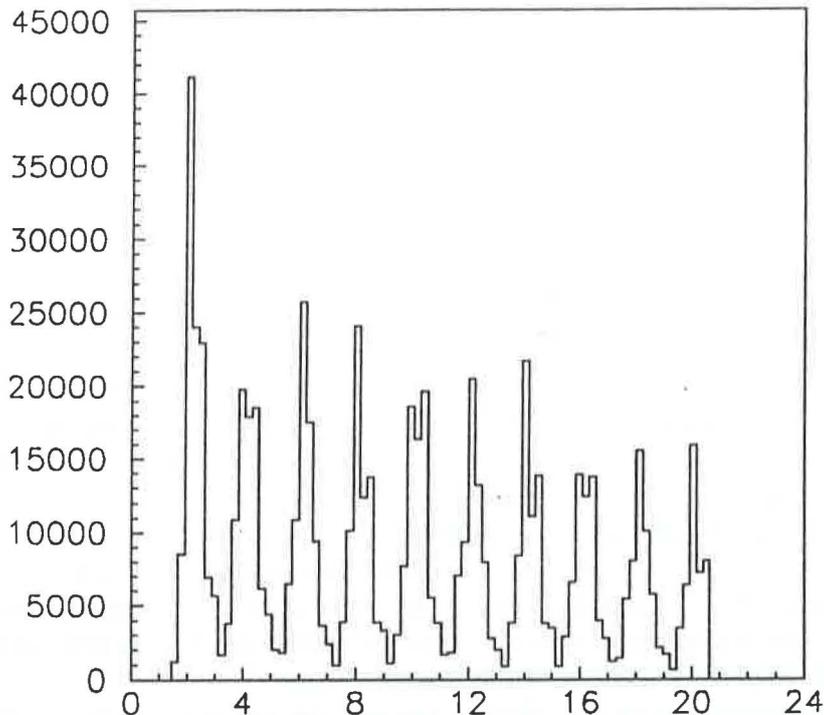


Figure 2.2: Spectre de reconnaissance des cibles à l'aide de l'algorithme en O-U. Les cibles réelles sont placées sur les positions paires (2, 4, ...).

2.4.2 Les détecteurs Cérenkov en quartz (BI et BO).

Deux détecteurs en quartz sont accolés à la cible respectivement en amont pour le BI (Beam-In) et en aval pour le BO (Beam-Out). L'usage du quartz est imposé par la forte irradiation que dépose le faisceau. En forme de cône tronqué, ces détecteurs sont adaptés à la collection du rayonnement Cérenkov. Le BI et le BO sont scindés en quatre quarts découpés selon l'axe du cône. En plus de réduire le taux de comptage par voie, cela facilite l'alignement de la cible dans le faisceau.

Les informations données par le BI sont redondantes avec celles du BH. Le BO, quant à lui, a été utilisé, essentiellement pour le centrage de la cible.

2.4.3 L'identificateur de faisceau.

Très en amont du dispositif, deux détecteurs Cérenkov à gaz sont disposés sur la trajectoire du faisceau. Ils effectuent la discrimination entre les protons et les pions issus de la machine lors du fonctionnement en faisceau dégradé.¹ La pression du gaz est ajustée pour que son indice permette aux pions seuls de rayonner. Les protons sont identifiés par l'absence de signal.

2.5 Le déclenchement et le système d'acquisition.

2.5.1 Le déclenchement.

Le déclenchement de l'acquisition est opéré par les hodoscopes R1 à R4, et consiste en la détection simultanée de deux muons dans deux sextants différents du spectromètre.

¹Le SPS fournit un faisceau de protons de 450 GeV dont l'énergie est réduite à 200 GeV par interaction dans une cible intermédiaire située très en amont de l'expérience.

Des contraintes successives sont imposées sur les traces détectées de façon à réduire le taux de bruit de fond analysé. Les absorbeurs agissent déjà dans ce sens en réduisant fortement le nombre de hadrons susceptibles de se désintégrer par voie muonique. Mais d'autres processus contribuent au bruit de fond:

- Interactions hadroniques dans l'absorbeur carbone-fer.
- Interactions du faisceau dans le cœur de tungstène et d'uranium.
- Muons cosmiques.

Une première contrainte directionnelle est mise sur les traces des muons au niveau des hodoscopes situés avant l'aimant. Les largeurs des barreaux de R1 et R2 croissent géométriquement avec la distance à l'axe de symétrie du spectromètre rendant ces deux hodoscopes homothétiques par rapport à la cible. Une première coïncidence $V = R1_i * R2_i$ entre les i^{eme} barreaux respectifs de R1 et R2 contraint les traces des muons à pointer dans la direction de la cible, réduisant fortement, ainsi, les contributions des sources de bruit de fond décrites ci-dessus.

Une seconde coïncidence $V * R4$ confirme le passage du muon en aval de l'aimant, et permet, par extension de la trace entre le plan de déflexion et le barreau $R4_i$, d'obtenir une estimation de son impulsion transverse. Afin de limiter le taux d'associations fortuites entre les traces avant et après l'aimant, une validation de cette coïncidence par R3 vient conclure la logique de l'ensemble réalisant la coïncidence appelée $V * R3_i * R4_i$, ou encore $V * p_T$.

En pratique, ce traitement logique est effectué par une matrice qui, de plus attribue à chaque trace un marqueur (A,B,C ou D) caractéristique de l'impulsion transverse du muon:

- A: $p_T > 4 \text{ GeV}/c$
- B: $4 \text{ GeV}/c \geq p_T > 2 \text{ GeV}/c$
- C: $2 \text{ GeV}/c \geq p_T > 1.4 \text{ GeV}/c$
- D: $1.4 \text{ GeV}/c \geq p_T > 0.6 \text{ GeV}/c$

Un second étage logique, appelé *boîte magique*, exige la présence de deux coïncidences $V * p_T$ dans des sextants différents. Si c'est le cas, un dimuon a été détecté et un signal de déclenchement est transmis en aval vers le système d'acquisition en vue du traitement et du stockage des données reçues de tous les détecteurs.

2.5.2 Le système d'acquisition.

Avant la phase d'écriture des données sur bande et de monitoring, un processeur CAB lit, événement par événement, toutes les informations en provenance des chambres à fils, de la matrice, de la boîte magique et du calorimètre électromagnétique, et vérifie certains critères de sélection imposés par l'utilisateur. Le plus important de ces critères, pour l'analyse qui nous intéresse, consiste en une réjection des événements selon le marqueur de chaque muon.

- Coupure DD: Réjection des événements pour lesquels chaque muon est marqué D. Cette coupure a été employée en p-Cu, p-U, O-U et sur les deux tiers de la statistique en S-U.
- Coupure CD: Réjection des événements pour lesquels la paire de marqueur réalise une combinaison DD ou CD. (utilisée uniquement en O-Cu)

Ces coupures ont pour but d'effectuer, en ligne, une sélection grossière des dimuons en fonction de leur masse invariante, réduisant, du coup, le nombre d'événements à traiter pour le système d'acquisition en aval du CAB. En effet, si on approxime la masse par:

$$M_{\mu_1\mu_2} = p_{T_1} + p_{T_2} \quad (2.1)$$

chaque combinaison de marqueur correspond à un domaine de masse comme indiqué dans la table 2.1

	A	B	C	D
A	H	H	H	H
B	H	H	H	I
C	H	H	I	I
D	H	I	I	L

Table 2.1: Domaines de masse correspondant à chaque combinaison de marqueurs. (L: $M_{\mu\mu} < 2.8 \text{ GeV}/c^2$, I: $2.8 < M_{\mu\mu} < 3.4 \text{ GeV}/c^2$, H: $M_{\mu\mu} > 3.4 \text{ GeV}/c^2$)

Lorsque ces divers critères sont remplis, l'événement est transféré dans une mémoire tampon qui sera lue, à la fin de chaque bouffée du faisceau, par deux ordinateurs couplés (NORD 100 et NORD 500) qui réalisent les tâches de mise sur bande et d'histogrammation des données pour le monitoring.



Chapitre 3

Estimation du bruit de fond.

Notre propos est d'étudier, le taux de production du méson J/ψ , mesuré dans son mode de désintégration $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, en fonction de la densité d'énergie atteinte dans les collisions d'ions lourds. Dans le domaine de masse invariante des dimuons s'étendant entre 1.4 et 5.0 GeV/c^2 , la contribution du J/ψ vient s'ajouter à d'autres composantes du signal:

- Désintégration du ψ' (état excité du J/ψ).
- Production de paires $\mu^+\mu^-$ par annihilation d'une paire quark-antiquark ($q - \bar{q}$), appelé mécanisme de Drell-Yan.
- Production de paires $D - \bar{D}$ pour lesquelles chaque méson (D et \bar{D}) se désintègre en donnant un muon.

cette liste n'étant pas exhaustive.

Par ailleurs, nous mesurons des paires de muons produites par désintégrations non corrélées de mésons (π^\pm, K^\pm) issus d'une même interaction. Ce processus génère, indifféremment, des paires de muons de signe opposé ($\mu^+\mu^-$) qui viennent se superposer au signal en tant que paires de bruit de fond, et des paires de même signe ($\mu^+\mu^+$ ou $\mu^-\mu^-$). Sachant que la multiplicité de mésons chargés est proportionnelle au nombre de nucléons participant à la collision, l'estimation du bruit de fond devient un problème crucial pour l'étude des réactions noyau-noyau, comme l'illustrent les figures 3.1 et 3.2. Dans la région de masse comprise entre 1.4 et 1.7 GeV/c^2 , par exemple, le rapport du nombre de dimuons de signal au nombre de paires de bruit de fond n'est que de 0.11 en S-U alors qu'il atteint 1.9 en p-U. Ainsi, un écart de 1% sur le bruit de fond conduit à une erreur de 10% sur le signal en S-U.

Nous allons décrire trois méthodes permettant d'estimer le bruit de fond et qui ont en commun l'hypothèse de base suivante:

Hypothèse 3.1 *Les muons d'une paire de même signe ne sont pas corrélés physiquement.*

En d'autres termes, nous supposons que toutes les paires $\mu^+\mu^+$ ou $\mu^-\mu^-$ mesurées ne résultent que d'une coïncidence temporelle entre les deux muons et qu'en dehors d'un effet de cinématique globale des interactions noyau-noyau, ces muons sont supposés n'avoir aucune corrélation physique entre eux. Cette hypothèse s'applique donc aussi, par définition, aux paires du bruit de fond et va nous permettre d'estimer celui-ci à partir des paires de muons de même signe. C'est là le principe des deux premières méthodes décrites ici. La troisième, qui fait usage des muons simples, fera l'objet du prochain chapitre.

La conséquence de cette définition du bruit de fond est que le signal est constitué par l'ensemble des paires $\mu^+\mu^-$ pour lesquelles le μ^+ et le μ^- sont corrélés physiquement. Les mécanismes décrits au début de ce chapitre répondent à cette définition.

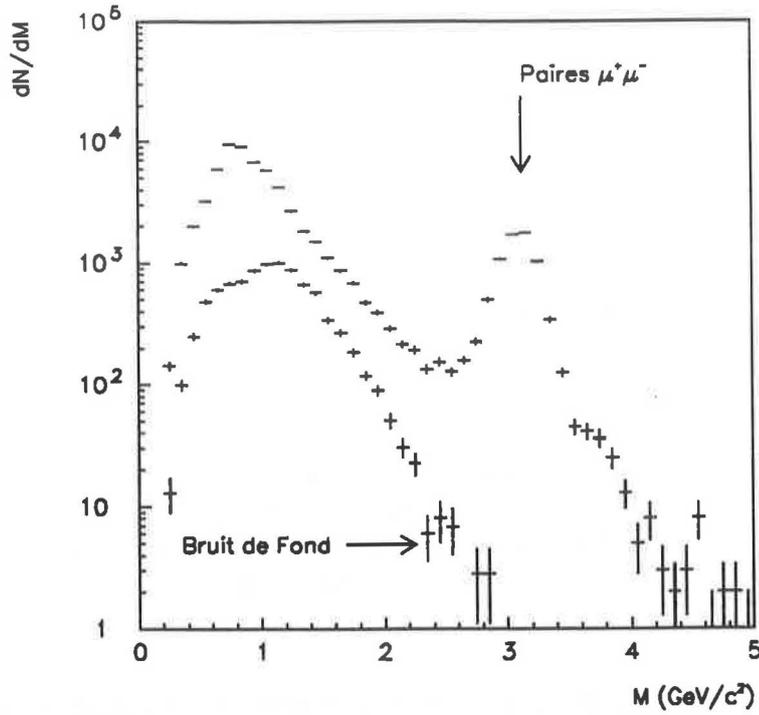


Figure 3.1: Spectre de masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$ en p-U. Le bruit de fond est estimé à partir des nombres de paires N^{++} et N^{--} par $N_{fond}^{+-}(M) = 2\sqrt{N^{++}(M)N^{--}(M)}$ (voir plus loin).

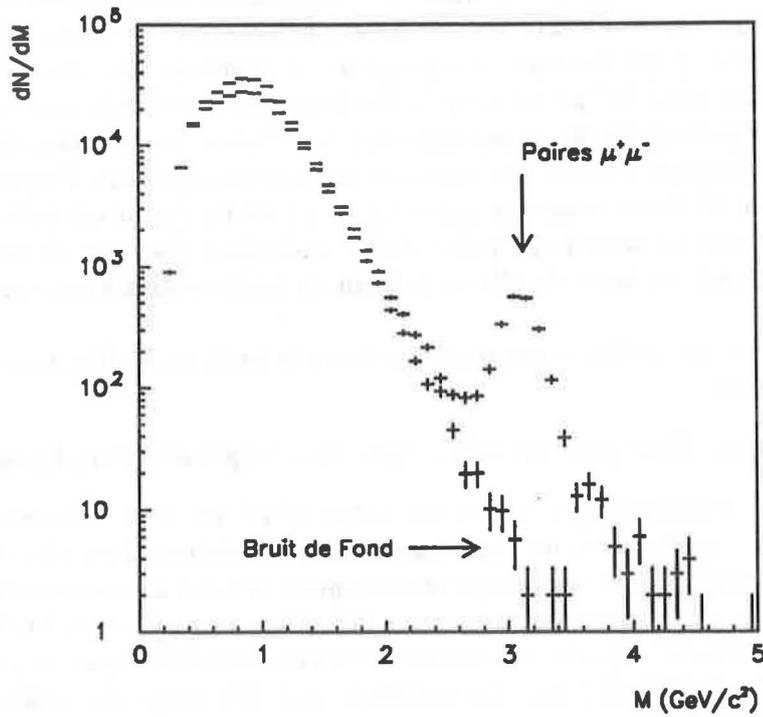


Figure 3.2: Spectre de masse invariante des paires $\mu^+\mu^+$ en S-U. Même commentaire que la figure 3.1. L'importance du bruit de fond, dans la région $1.2 - 2.4\text{GeV}/c^2$, souligne la nécessité d'avoir une bonne précision sur son estimation.

Voyons, maintenant, comment estimer mathématiquement le bruit de fond à partir des paires de muons de même signe.

3.1 Formulation mathématique du bruit de fond.

Nous cherchons à relier les nombres intégrés N^{+-} , N^{++} et N^{--} de paires $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$, respectivement, produites de façon non corrélée dans un ensemble de N_0 événements. Nous introduisons les grandeurs suivantes:

- x et x' les variables cinématiques respectives d'un hadron et de son muon de désintégration.
- $\mathcal{M}^{+(-)}(x)$ la distribution cinématique des mésons chargés positivement (négativement).
- $p(x, x')$ la probabilité pour un méson de variable x de se désintégrer en un muon de variable x' .
- $a^+(x'^+)$ (resp. $a^-(x'^-)$) l'acceptance du spectromètre pour un μ^+ (resp. μ^-) de variable x'^+ (resp. x'^-).
- N_{fond}^{+-} , N^{++} et N^{--} les nombres de paires $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ mesurées dans le spectromètre.
- N_S^+ (resp. N_S^-) la multiplicité de mésons chargés positivement (resp. négativement).
- $P(N_S^+, N_S^-)$ la probabilité qu'un événement donne lieu à des multiplicités N_S^+ et N_S^- .

D'après l'hypothèse 3.1 de non corrélation, nous pouvons écrire:

$$N_{fond}^{+-} = N_0 \iint P(N_S^+, N_S^-) N_S^+ N_S^- dN_S^+ dN_S^- \iiint \mathcal{M}^+(x^+) p(x^+, x'^+) a^+(x'^+) \mathcal{M}^-(x^-) p(x^-, x'^-) a^-(x'^-) dx^+ dx'^+ dx^- dx'^- \quad (3.1)$$

En supposant, de plus, que les multiplicités ne sont pas corrélées, nous avons:

$$P(N_S^+, N_S^-) = P^+(N_S^+) P^-(N_S^-) \quad (3.2)$$

L'intégrale 3.1 est, alors, séparable en quatre termes, à la normalisation près:

$$N_{fond}^{+-} = N_0 \langle N_S^+ \rangle \langle N_S^- \rangle A^+ A^- \quad (3.3)$$

$$\text{avec:} \quad \langle N_S^\pm \rangle = \int P^\pm(N_S^\pm) N_S^\pm dN_S^\pm \quad (3.4)$$

$$\text{et:} \quad A^+ = \iint \mathcal{M}^+(x^+) p(x^+, x'^+) a^+(x'^+) dx^+ dx'^+ \quad (3.5)$$

$$A^- = \iint \mathcal{M}^-(x^-) p(x^-, x'^-) a^-(x'^-) dx^- dx'^- \quad (3.6)$$

où A^\pm est la probabilité de mesurer un μ^\pm isolé provenant de la désintégration d'un méson. Par abus de langage, A^\pm sera appelé, dans la suite, *acceptance intégrée* bien qu'il fasse intervenir les distributions cinématiques physiques $\mathcal{M}^\pm(x^\pm)$ en plus des caractéristiques du spectromètre. Le nombre de paires $\mu^+\mu^+$ mesurées est estimé de la même manière par:

$$N^{++} = N_0 \int P^+(N_S^+) \frac{N_S^+(N_S^+ - 1)}{2} dN_S^+ \left(\iint \mathcal{M}^+(x^+) p(x^+, x'^+) a^+(x'^+) dx^+ dx'^+ \right)^2 \quad (3.7)$$

L'expression est identique pour le nombre de paires $\mu^- \mu^-$ et le même type de démarche conduit à:

$$N^{++} = \frac{N_0}{2} (\langle N_S^{+2} \rangle - \langle N_S^+ \rangle) A^{+2} \quad (3.8)$$

$$N^{--} = \frac{N_0}{2} (\langle N_S^{-2} \rangle - \langle N_S^- \rangle) A^{-2} \quad (3.9)$$

Si nous supposons, maintenant, que les multiplicités hadroniques répondent à la propriété suivante, vérifiée pour les distributions de Poisson:

$$\langle N_S^+ \rangle = \langle N_S^{+2} \rangle - \langle N_S^+ \rangle^2 \quad (3.10)$$

$$\langle N_S^- \rangle = \langle N_S^{-2} \rangle - \langle N_S^- \rangle^2 \quad (3.11)$$

et en utilisant la relation:

$$(A^+ A^-)^2 = A^{+2} A^{-2} \quad (3.12)$$

vérifiée si $\mathcal{M}^+(x^+) = \mathcal{M}^-(x^-)$, nous aboutissons à la relation cherchée:

$$N_{fond}^{+-} = 2\sqrt{N^{++} N^{--}} \quad (3.13)$$

Cette expression est valable pour les deux signes du champ magnétique et nous obtenons l'expression suivante du nombre de paires de signal mesurées:

$$N_{signal}^{+-} = N_{total}^{+-} - 2\sqrt{N^{++} N^{--}}^{(+)} - 2\sqrt{N^{++} N^{--}}^{(-)} \quad (3.14)$$

où les exposants (+) et (-) repèrent le signe du champ magnétique.

3.2 Défauts de la méthode.

La formulation que nous venons de développer est contrainte par les hypothèses que nous avons introduites en plus de l'hypothèse 3.1, à savoir:

Hypothèse 3.2 *Non corrélation entre les multiplicités de mésons chargés positivement et négativement.*

Hypothèse 3.3 *Multiplicités distribuées selon une loi de Poisson.*

Nous allons voir quelles sont les conséquences de chacune d'elle. Dans un premier temps, nous nous intéressons aux termes d'*acceptance* de la relation 3.1. Nous verrons ensuite les conséquences relatives aux termes de multiplicité des mésons.

3.2.1 Contraintes cinématiques.

La formule 3.13 n'est applicable qu'aux nombres de paires intégrés. Lors d'une étude différentielle, nous voulons pouvoir estimer le bruit de fond dans un intervalle restreint de la variable regardée. Prenons le cas d'un spectre de masse invariante des dimuons dans lequel nous souhaitons connaître le signal pour une masse M_0 donnée. Le calcul développé ci dessous reste applicable à n'importe quelle variable des dimuons. L'équation 3.1 devient:

$$\begin{aligned} N_{fond}^{+-}(M_0) &= N_0 \iint P(N_S^+, N_S^-) N_S^+ N_S^- dN_S^+ dN_S^- \\ &\iiint \mathcal{M}^+(x^+) p(x^+, x'^+) a^+(x'^+) \mathcal{M}^-(x^-) p(x^-, x'^-) a^-(x'^-) \\ &\delta(M_0 - M(x'^+, x'^-)) dx^+ dx'^+ dx^- dx'^- \end{aligned} \quad (3.15)$$

En imposant la masse des paires de muons de même signe étudiées, nous sommes contraints d'introduire le facteur $\delta(M_0 - M(x'^+, x'^-))$ qui ne permet plus de séparer les intégrales sur les variables cinématiques des muons simples et nous aboutissons, alors, aux expressions suivantes:

$$N_{fond}^{+-}(M_0) = N_0 \langle N_S^+ \rangle < N_S^- \rangle A^{+-}(M_0) \quad (3.16)$$

$$\text{avec: } A^{+-}(M_0) = \iiint \mathcal{M}^+(x^+) p(x^+, x'^+) a^+(x'^+) \mathcal{M}^-(x^-) p(x^-, x'^-) a^-(x'^-) \delta(M_0 - M(x'^+, x'^-)) dx^+ dx'^+ dx^- dx'^- \quad (3.17)$$

où $A^{+-}(M_0)$ est la probabilité de mesurer une paire de μ de masse M_0 à partir de deux mésons de signe opposé; terme que nous appellerons, de nouveau, improprement *acceptance*. Pour les paires de même signe, on obtient pareillement:

$$N^{++}(M_0) = \frac{N_0}{2} (\langle N_S^{+2} \rangle - \langle N_S^+ \rangle^2) A^{++}(M_0) \quad (3.18)$$

$$N^{--}(M_0) = \frac{N_0}{2} (\langle N_S^{-2} \rangle - \langle N_S^- \rangle^2) A^{--}(M_0) \quad (3.19)$$

$$\text{avec: } A^{++}(M_0) = \iiint \mathcal{M}^+(x_1^+) p(x_1^+, x_1'^+) a^+(x_1'^+) \mathcal{M}^+(x_2^+) p(x_2^+, x_2'^+) a^+(x_2'^+) \delta(M_0 - M(x_1'^+, x_2'^+)) dx_1^+ dx_1'^+ dx_2^+ dx_2'^+ \quad (3.20)$$

$$\text{et: } A^{--}(M_0) = \iiint \mathcal{M}^-(x_1^-) p(x_1^-, x_1'^-) a^-(x_1'^-) \mathcal{M}^-(x_2^-) p(x_2^-, x_2'^-) a^-(x_2'^-) \delta(M_0 - M(x_1'^-, x_2'^-)) dx_1^- dx_1'^- dx_2^- dx_2'^- \quad (3.21)$$

où $A^{++}(M_0)$ et $A^{--}(M_0)$ se définissent de la même façon que $A^{+-}(M_0)$. Pour retrouver les relations précédentes (3.13) entre les nombres de coups $N_{fond}^{+-}(M_0)$, $N^{++}(M_0)$ et $N^{--}(M_0)$, nous devons avoir:

$$(A^{+-}(M_0))^2 = A^{++}(M_0) A^{--}(M_0) \quad (3.22)$$

Nous obtenons, alors:

$$N_{fond}^{+-}(M_0) = 2 \sqrt{N^{++}(M_0) N^{--}(M_0)} \quad (3.23)$$

pour un signe du champ magnétique, et pour le signal:

$$N_{signal}^{+-}(M_0) = N_{total}^{+-}(M_0) - 2 \sqrt{N^{++}(M_0) N^{--}(M_0)}^{(+)} - 2 \sqrt{N^{++}(M_0) N^{--}(M_0)}^{(-)} \quad (3.24)$$

Compte tenu de la géométrie de notre spectromètre, la relation 3.22 n'est, a priori, pas vérifiée. En effet, pour un signe donné du champ magnétique, les muons μ^+ sont convergents et les μ^- sont divergents. Ainsi, un muon se présentant sous l'angle maximal autorisé par le spectromètre sera accepté s'il est convergent et rejeté dans le cas contraire. Cet effet est illustré sur les figures 3.3 et 3.4 où nous avons porté le rapport N^{++}/N^{--} du nombre de paires $\mu^+\mu^+$ au nombre de paires $\mu^-\mu^-$ en fonction de diverses variables cinématiques des dimuons, pour chaque signe du champ magnétique. La grande différence de comportement de ce rapport avec le champ magnétique traduit les différences d'acceptance des dimuons dans les deux cas. La condition d'application 3.22 de la formule $2\sqrt{\quad}$ serait réalisée si le rapport N^{++}/N^{--} était indépendant du champ magnétique

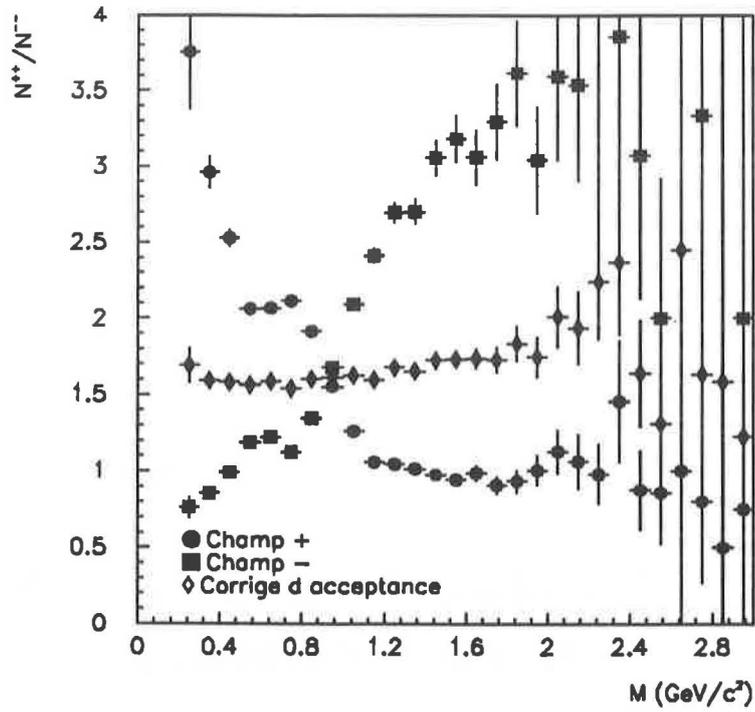


Figure 3.3: Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de la masse invariante, en S-U. Le rapport corrigé d'acceptance $R_{++/--}$ est défini dans le texte.

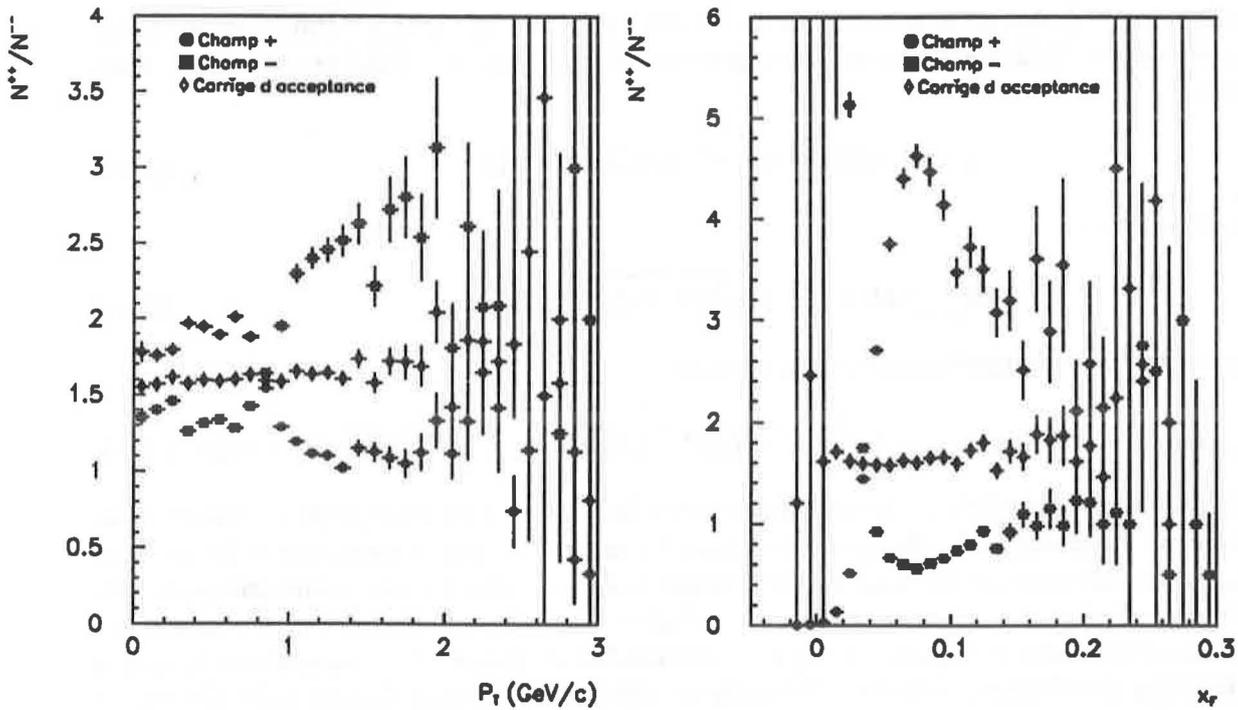


Figure 3.4: Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de l'impulsion transverse et de la variable de Feynman x_F , en S-U.

et égal au rapport physique N^{++}/N^{--} corrigé d'acceptance. Nous avons accès à ce dernier au travers de la grandeur $R_{++/--}$ définie par:

$$R_{++/--} = \sqrt{\left(\frac{N^{++}(M_0)}{N^{--}(M_0)}\right)^{(+)} \left(\frac{N^{++}(M_0)}{N^{--}(M_0)}\right)^{(-)}} \quad (3.25)$$

En effet, d'après les relations 3.18 et 3.19, nous faisons apparaître, sous la racine, le facteur:

$$\left(\frac{A^{++}(M_0)}{A^{--}(M_0)}\right)^{(+)} \left(\frac{A^{++}(M_0)}{A^{--}(M_0)}\right)^{(-)} \quad (3.26)$$

En supposant $\mathcal{M}^+ = \mathcal{M}^-$, nous remarquons que l'invariance par conjugaison de charge nous permet d'écrire:

$$\begin{cases} A^{++}(M_0)^{(+)} = A^{--}(M_0)^{(-)} \\ A^{++}(M_0)^{(-)} = A^{--}(M_0)^{(+)} \end{cases} \quad (3.27)$$

Alors, le terme 3.26 vaut 1. Le rapport $R_{++/--}$, porté sur les figures 3.3 et 3.4, est donc bien le rapport physique N^{++}/N^{--} (à l'hypothèse $\mathcal{M}^+ = \mathcal{M}^-$ près). Il apparaît, d'ailleurs, sur ces mêmes figures, que ce rapport est constant, au premier ordre ($1.6 \leq R_{++/--} \leq 1.7$), et indépendant de la variable cinématique regardée; et ceci, alors que les disparités d'acceptance entre les deux signes du champ magnétique se manifestent différemment selon que l'on regarde la masse invariante, l'impulsion transverse ou la variable de Feynman. Nous ferons des commentaires sur cette valeur du rapport physique $R_{++/--}$ très différente de l'unité, lors du prochain chapitre.

Pour nous replacer dans les conditions d'application de la formule $2\sqrt{}$, nous opérons une coupure sur les données, appelée *coupure image*, qui permet d'égaliser les acceptances des traces convergentes et des traces divergentes. Pour chaque événement, nous déterminons la trajectoire, dans le spectromètre, de chaque muon après conjugaison de charge (trace *image*), et nous ne retenons, pour l'analyse, que les paires mesurées pour lesquelles chaque trace image est acceptée par l'appareillage [BAG91-2] (Ces événements seront appelés par la suite *données coupées image*). Par principe, cette coupure permet de rétablir la relation 3.22. De plus, elle présente l'avantage d'être plus sélective sur le bruit de fond que sur le signal, car elle sélectionne préférentiellement les muons de grande impulsion transverse, plus nombreux dans le signal que dans le bruit de fond, qui présentent une faible déviation angulaire dans l'aimant. Par contre, la coupure image élimine 50% de la statistique globale et 20% du nombre de coups dans la région de masse du J/ψ , avec pour conséquence une diminution de la précision de nos résultats. En pratique, l'indépendance du rapport N^{++}/N^{--} avec le champ magnétique n'est pas complètement réalisée pour les basses masses, comme nous pouvons le constater sur les figures 3.5 et 3.6. Par contre, pour l'étude des masse supérieures à $1.7\text{GeV}/c^2$ la coupure image s'avère être efficace, et comme nous pouvons le voir, le rapport N^{++}/N^{--} ne dépend pas du signe du champ magnétique, ce qui justifie a posteriori l'hypothèse $\mathcal{M}^+ = \mathcal{M}^-$.

Nous signalons, au passage, que, lorsque nous souhaitons appliquer la coupure image sur des données coupées DD (CD) en ligne, nous faisons usage d'une coupure plus élaborée appelée coupure *DD-image* (*CD-image*). L'objectif principal reste l'égalisation des acceptances des traces convergentes et des traces divergentes, mais en second lieu, nous voulons tenir compte des coupures appliquées en ligne sur les dimuons. La coupure DD-image (*CD-image*) est identique à la coupure image avec une condition supplémentaire. Par combinaison des traces réelles et des traces image, chaque dimuon donne lieu à quatre configurations: $(++)$, $(+-)$, $(-+)$ et $(--)$, où chaque signe repère la charge des muons. Pour être accepté, un dimuon ne doit présenter aucune de ces configurations qui soit affectée du marqueur DD (CD).

Les raffinements que nous allons décrire dans les deux sections suivantes, restent contraints par les conditions d'estimation du bruit de fond différentiel. Ils ont pour seul objectif de préciser les hypothèses requises quant aux multiplicités des mésons.

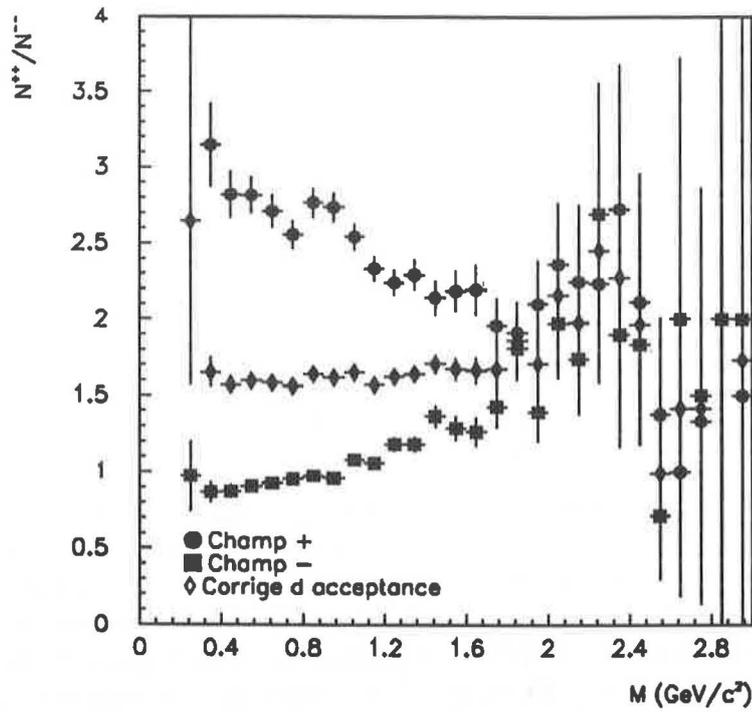


Figure 3.5: Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de la masse invariante, en S-U (données coupées image).

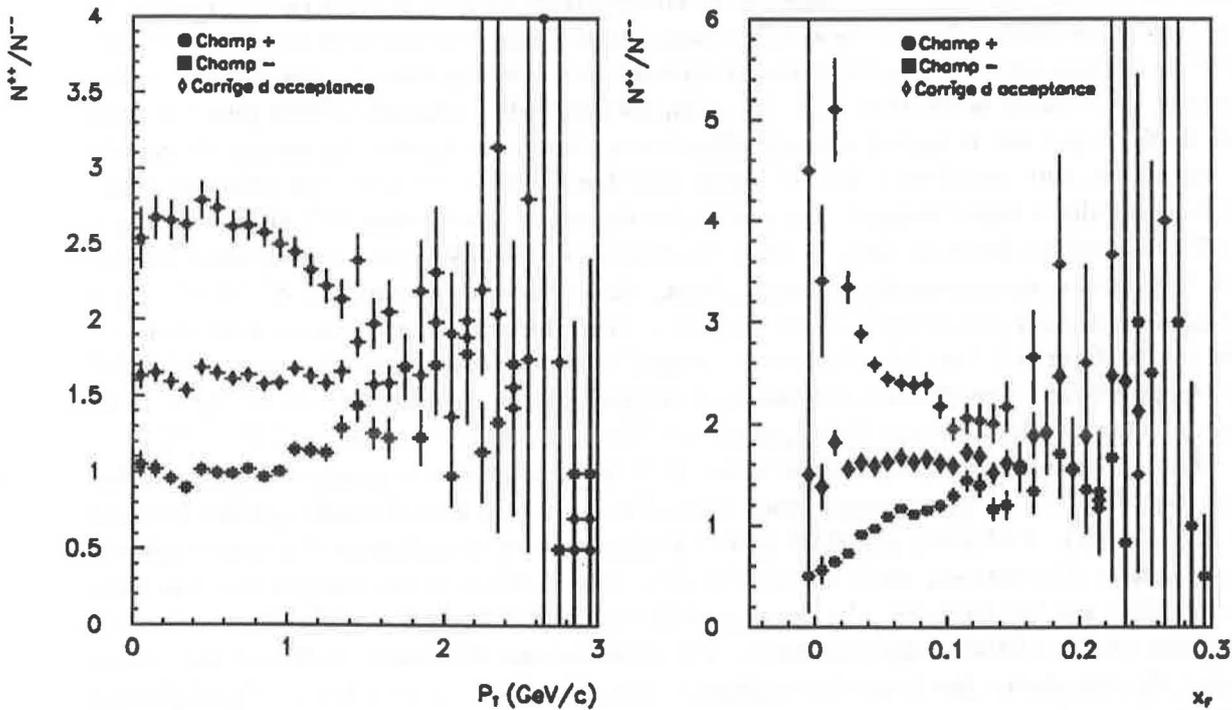


Figure 3.6: Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de l'impulsion transverse et de la variable de Feynman x_F , en S-U (données coupées image).

3.2.2 Corrélations des multiplicités de mésons chargés et distributions de multiplicités Poissonniennes

Nous avons introduit l'hypothèse 3.2 de non corrélation entre les multiplicités respectives des mésons chargés positivement et négativement. Or, diverses expériences ont mesuré le rapport des taux de production π^+/π^- ou K^+/K^- et montrent que ces grandeurs prennent des valeurs précises [ANT79]. Soit α le facteur de proportionnalité entre les multiplicités de mésons. Si nous négligeons les fluctuations de α , événement par événement, nous pouvons écrire:

$$N_S^+ = \alpha N_S^- \quad (3.28)$$

nous pouvons donc exprimer les nombres de paires mesurées en fonction de la seule multiplicité de mésons positifs, par exemple:

$$N_{fond}^{+-} = \frac{N_0}{\alpha} \langle N_S^{+2} \rangle A^+ A^- \quad (3.29)$$

$$N^{++} = \frac{N_0}{2} (\langle N_S^{+2} \rangle - \langle N_S^+ \rangle) A^{+2} \quad (3.30)$$

$$N^{--} = \frac{N_0}{2} \left(\frac{1}{\alpha^2} \langle N_S^{+2} \rangle - \frac{1}{\alpha} \langle N_S^+ \rangle \right) A^{-2} \quad (3.31)$$

En utilisant la relation 3.12, on aboutit à:

$$N_{fond}^{+-2} = \frac{4 N^{++} N^{--}}{(1-\beta)(1-\alpha\beta)} \quad (3.32)$$

$$\text{avec: } \beta = \frac{\langle N_S^+ \rangle}{\langle N_S^{+2} \rangle} \quad (3.33)$$

Pour des événements de multiplicités suffisamment grandes

$$\langle N_S^+ \rangle \ll \langle N_S^{+2} \rangle \implies \beta \ll 1 \quad (3.34)$$

et on retrouve la relation 3.13. L'avantage de cette formulation est de nécessiter moins d'hypothèses quant à la physique des mésons. Par contre, puisque nous ignorons la valeur du paramètre β , la formule 3.13 n'est applicable qu'aux événements de grandes multiplicités.

Une conséquence de cette observation est que l'hypothèse 3.3 selon laquelle les distributions de multiplicité des mésons chargés sont poissonniennes n'est pas indispensable. En effet, celle-ci a été introduite pour utiliser les relations:

$$\langle N_S^+ \rangle = \langle N_S^{+2} \rangle - \langle N_S^+ \rangle^2$$

$$\langle N_S^- \rangle = \langle N_S^{-2} \rangle - \langle N_S^- \rangle^2$$

Pour des nombres typiquement de l'ordre de 10, nous pouvons écrire:

$$\langle N_S \rangle \ll \langle N_S \rangle^2 \quad (3.35)$$

$$\text{d'où: } \langle N_S \rangle^2 = \langle N_S^2 \rangle \quad (3.36)$$

et la relation $2\sqrt{\quad}$ est immédiate.

Il se pose alors la question de l'estimation du bruit de fond dans les interactions proton-noyau pour lesquelles la multiplicité de mésons chargés atteint rarement la dizaine. Des simulations [PER90] ont montré que l'estimation du bruit de fond en p-U doit être corrigée d'un facteur 1.25 qui s'explique très bien dans le cadre de la formulation ci-dessus. Partant de:

$$N_{fond}^{+-} = 2.5\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (3.37)$$

par identification avec la relation 3.32, il vient:

$$(1 - \beta)(1 - \alpha\beta) = \frac{1}{1.25^2} \quad (3.38)$$

Pour obtenir un ordre de grandeur de la multiplicité nécessaire pour justifier une telle correction, nous pouvons supposer que les multiplicités sont distribuées selon une loi de Poisson. D'après la valeur du rapport N^{++}/N^{--} corrigé d'acceptance, nous pouvons estimer la valeur de α :

$$\alpha = \sqrt{R_{++/--}} \simeq 1.3$$

et nous obtenons alors:

$$\langle N_S^+ \rangle \simeq 4.7$$

$$\langle N_S^- \rangle \simeq 3.7$$

Or, sachant que les muons de désintégrations proviennent à 80% de pions [GOR88], et avec l'hypothèse que les taux de production des π^+ , π^- et π^0 sont semblables, nous obtenons:

$$\langle N_{\pi^0} \rangle \simeq 3.3$$

Cette valeur est en accord avec les mesures de multiplicités effectuées à partir des données du calorimètre électromagnétique qui donnent [NA38N]:

$$\langle N_{\pi^0} \rangle \simeq 3.0$$

nombre qui sous estime un peu la valeur réelle du fait des limitations du domaine en pseudo-rapacité du calorimètre. Nous voyons donc que, d'une part, l'hypothèse de non corrélation entre les multiplicités de mésons chargés positivement et négativement ne présente pas de contre indication lorsque les multiplicités sont élevées et que, d'autre part, nous savons corriger ses effets par simulation dans le cas de faibles multiplicités.

Nous pouvons, par ailleurs, moyennant des hypothèses simples, estimer le facteur correctif à appliquer pour le système p-Cu qui n'a donné lieu à aucune simulation à ce jour. Si nous considérons que les multiplicités de mésons varie comme $A_T^{1/3}$, où A_T est le nombre de nucléons du noyau cible, conformément aux mesures présentées dans la référence [ANT79], nous obtenons:

$$\begin{aligned} \langle N_{\pi^0} \rangle_{p-Cu} &= \langle N_{\pi^0} \rangle_{p-U} \left(\frac{64}{238} \right)^{1/3} \\ &\simeq 2.6 \end{aligned}$$

Nous pouvons, alors, remonter les calculs développés ci-dessus, et nous obtenons, pour l'estimation du bruit de fond en p-Cu:

$$N_{fond}^{+-} = 2.8\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (3.39)$$

Ce résultat sera employé lors de nos analyses.

3.3 Méthode complémentaire de lissage des spectres de paires de muons de même signe.

3.3.1 Le problème des faibles statistiques.

Les études qui visent à mettre en évidence des effets de corrélation entre les diverses variables cinématiques des dimuons de signal utilisent des spectres à plusieurs dimensions. Or, plus le

nombre de dimensions est grand, plus la statistique par cellule regardée est faible. Il se produit alors un *effet de zero* qui apparait lorsque, dans une cellule, un des deux nombres N^{++} ou N^{--} est nul. Le bruit de fond calculé par la formule 3.23 s'annule également.

Plus généralement, cette formule sous estime le bruit de fond dans les régions où la statistique des paires de même signe est faible. Nous allons illustrer ceci en considérant le rapport R_{N_1, N_2} relié à deux grandeurs N_1 et N_2 distribuées selon une loi de Poisson autour de leur valeur moyenne:

$$R_{N_1, N_2} = \frac{\langle \sqrt{N_1 N_2} \rangle}{\sqrt{\langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle}} \quad (3.40)$$

Le dénominateur est l'équivalent du bruit de fond théorique que nous devrions obtenir si nous connaissions les vrais nombres moyens de paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$. Le numérateur indique la valeur la plus probable du bruit de fond que nous puissions obtenir à partir de mesures indépendantes de N_1 et N_2 . La table 3.1 montre que, plus les valeurs moyennes théoriques $\langle N_1 \rangle$ et $\langle N_2 \rangle$

		$\langle N_1 \rangle$						
		1	2	3	5	10	15	20
$\langle N_2 \rangle$	1	0.60						
	2	0.69	0.81					
	3	0.73	0.84	0.89				
	5	0.75	0.87	0.91	0.94			
	10	0.76	0.89	0.93	0.96	0.97		
	15	0.77	0.89	0.93	0.96	0.98	0.98	
	20	0.77	0.89	0.94	0.96	0.98	0.99	0.99

Table 3.1: Rapport entre $\langle \sqrt{N_1 N_2} \rangle$ et $\sqrt{\langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle}$ pour divers couples $(\langle N_1 \rangle, \langle N_2 \rangle)$ lorsque N_1 et N_2 sont distribués selon une loi de Poisson autour de leur valeur moyenne.

diminuent, plus le rapport R_{N_1, N_2} décroît par rapport à 1. Ceci est la manifestation de la non linéarité de la fonction \sqrt{N} . Pour un même écart ΔN autour d'une valeur N_0 donnée, l'excursion de la fonction \sqrt{N} est plus grande pour les valeurs inférieures à N_0 que pour les valeurs supérieures, et cette différence diminue, en valeurs relatives, à mesure que N_0 augmente.

3.3.2 Méthode des lissages.

La méthode que nous allons décrire reste dans le contexte de la formulation que nous avons développée et en garde les principaux défauts, mais elle permet de limiter les effets parasites dont nous venons de parler. Le principe de cette méthode est d'éliminer, par lissage, les fluctuations sur les spectres de paires de même signe afin de soustraire les effets des faibles statistiques de l'estimation du bruit de fond.

Dans un premier temps, nous recherchons une fonction analytique qui décrit de façon satisfaisante les spectres de paires de même signe. En vue de l'étude du rapport du nombre de J/ψ au nombre de continuum qui sera développée lors du chapitre consacré à l'analyse, nous nous limitons aux valeurs de la masse invariante des dimuons telles que $M_{\mu\mu} > 1.7 \text{ GeV}/c^2$. Par ailleurs, nous employons des données coupées image. La figure 3.7 montre que, dans ce domaine, une fonction exponentielle rend compte de la forme des spectres.

A partir des lissages effectués sur les spectres de paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ nous calculons le bruit de fond par la formule

$$N_{\text{fond}}^{+-}(M_0) = 2\sqrt{N_F^{++}(M_0)N_F^{--}(M_0)} \quad (3.41)$$

où $N_F^{++}(M_0)$ et $N_F^{--}(M_0)$ sont les valeurs prises par les fonctions analytiques respectives à la masse M_0 . Ces valeurs reflétant la moyenne du contenu de chaque canal, nous retrouvons la manifestation

des effets de faible statistique sur la figure 3.8 qui superpose les bruits de fond obtenus avec et sans lissage. Nous verrons que l'emploi de cette méthode d'estimation du bruit de fond joue un rôle important dans la détermination de la pente du continuum ($1.7 < M < 2.4 \text{ GeV}/c^2$).

3.3.3 Difficultés dans l'usage de la méthode des lissages.

Indépendamment des contraintes sur les acceptances des paires décrites lors du chapitre 3.2, deux difficultés essentielles apparaissent lors de l'application de cette méthode:

1. La détermination des incertitudes sur le spectre de signal.
2. La détermination d'une forme analytique qui décrive la forme des spectres de paires de muons de même signe.

Le premier point est d'ordre technique. Lors du chapitre consacré à l'analyse, nous verrons que la détermination des diverses composantes du signal est réalisée par un ajustement d'une fonction analytique sur le spectre de signal. Afin de déterminer correctement les incertitudes, l'ajustement est appliqué simultanément sur le spectre des paires $\mu^+\mu^-$ et les spectres de paires de muons de même signe.

Le point le plus critique est la détermination d'une forme analytique qui rende compte de nos données. Nous avons vu que le domaine des grandes masses est aisément décrit analytiquement. Mais les difficultés surviennent lorsqu'il s'agit de reproduire les spectres d'impulsion transverse, d'énergie transverse ou de masse pour $M < 1.7 \text{ GeV}/c^2$, ou encore, d'une quelconque variable cinématique des dimuons. Nous nous limiterons à la présentation de résultats obtenus sur des spectres de masse invariante. Une étude en impulsion transverse, basée sur la méthode des lissages, est présentée dans la référence [BAG91-2].

3.4 Conclusions sur l'estimation du bruit de fond.

En résumé du présent chapitre, nous constatons que l'estimation du bruit de fond nous contraint, de façon conjuguée, à l'emploi de coupures importantes sur les données (coupure image) qui restreignent les domaines cinématiques qui nous sont accessibles, tout en réduisant la précision de nos mesures, et à l'utilisation de techniques de soustraction sophistiquées et dépendantes des fonctions analytiques introduites par l'utilisateur (Méthode des lissages). Le chapitre suivant présente une nouvelle méthode d'estimation du bruit de fond qui reste dans le cadre de l'hypothèse 3.1 et qui permet d'éviter l'usage de la coupure image et écarte les problèmes des faibles statistiques. De plus, elle s'affranchit des difficultés liées à la formulation mathématique du bruit de fond.

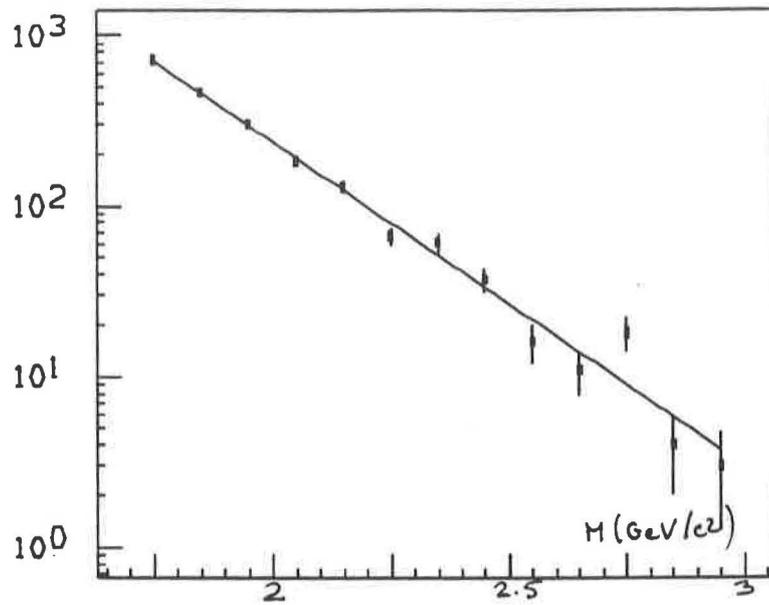


Figure 3.7: Fit exponentiel d'un spectre de paires $\mu^+\mu^+$ en fonction de la masse invariante $M_{\mu\mu}$.

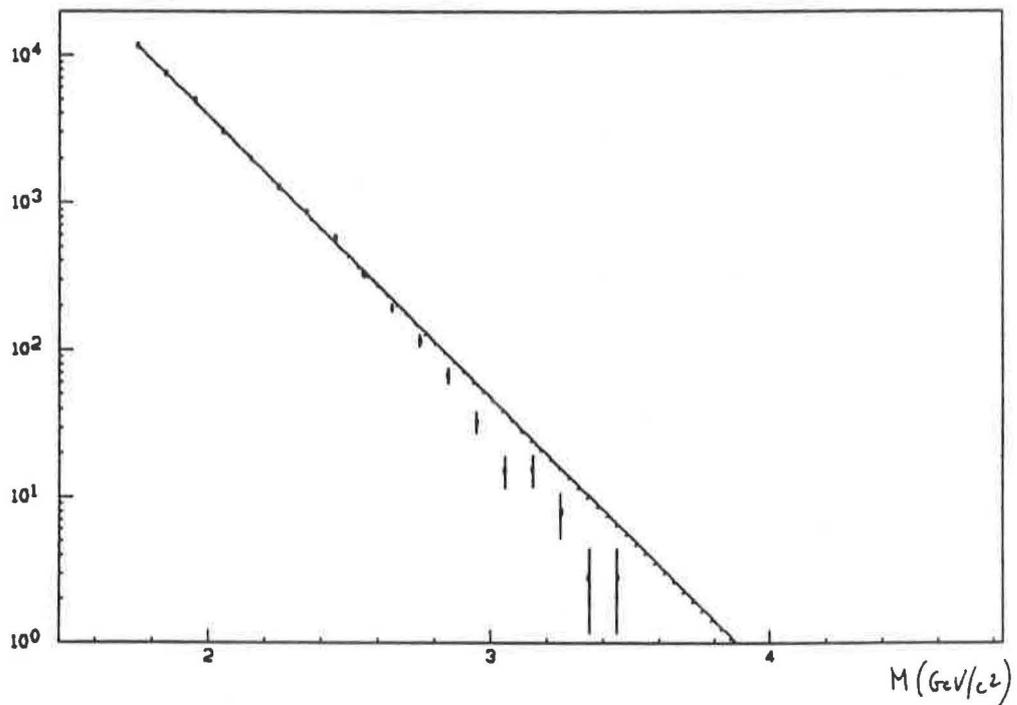


Figure 3.8: Comparaison du fond obtenu avec et sans la méthode des lissages.



Chapitre 4

Méthode des combinaisons de muons.

Nous allons maintenant décrire une méthode d'estimation du bruit de fond qui, par construction, évite les problèmes reliés aux acceptances respectives des paires convergentes et divergentes. Cette méthode utilise directement les muons individuels constituant les paires de même signe, pour prédire le comportement des paires $\mu^+\mu^-$. Pour cela, nous devons invoquer, au préalable, une hypothèse supplémentaire:

Hypothèse 4.1 *La distribution cinématique des muons issus de paires de même signe est identique à celle que nous aurions obtenue en mesurant les muons isolément.*

Nous supposons, donc, que le fait de mesurer les muons par paire n'introduit pas de biais sur les distributions cinématiques des muons individuels (demi dimuons), et qu'il est donc possible de les utiliser pour prédire le comportement du bruit de fond.

4.1 Principe de la méthode.

Considérons N^{++} et N^{--} les nombres de paires mesurées $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ respectivement. En dissociant ces paires, nous obtenons $2N^{++}$ μ^+ et $2N^{--}$ μ^- . D'après les hypothèses 3.1 et 4.1, les distributions cinématiques de ces deux lots de muons constituent un échantillon représentatif des distributions réelles acceptées par notre appareillage. En conséquence, si nous formons toutes les combinaisons $\mu^+\mu^-$ possibles à partir des $2N^{++}$ μ^+ et des $2N^{--}$ μ^- , nous obtenons un ensemble de dimuons représentatifs de notre bruit de fond.

En d'autres termes, chaque muon a été mesuré dans une acceptation $a^\pm(x'^\pm)$ qui ne dépend que des variables cinématiques du muon considéré. Ainsi, la construction d'une quelconque combinaison (μ_i^+, μ_j^-) ($1 \leq i \leq 2N^{++}$ et $1 \leq j \leq 2N^{--}$), équivaut à la mesure d'un vrai dimuon $\mu^+(x_i'^+)\mu^-(x_j'^-)$ puisque, la combinaison et la vraie paire sont affectées, toutes deux, d'une acceptation $a^+(x_i'^+)a^-(x_j'^-)$. Partant de cette observation, la méthode des combinaisons de muons consiste à construire toutes les paires possibles (μ_i^+, μ_j^-) , comme l'illustre la figure 4.1, afin de déterminer la forme du spectre de bruit de fond selon une quelconque variable cinématique des paires.

Sur ce principe, nous avons à notre disposition $4N^{++}N^{--}$ combinaisons virtuelles. A titre d'exemple, la figure 4.2 présente diverses distributions cinématiques obtenues par la méthode des combinaisons de muons. Notons que les incertitudes figurant sur ces spectres ont été obtenues sur la base des simulations que nous décrirons plus loin.

Afin d'effectuer des comparaisons avec les paires de même signe mesurées, nous construisons aussi, sur le même principe que précédemment, toutes les combinaisons $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ possibles comme illustré sur la figure 4.3.

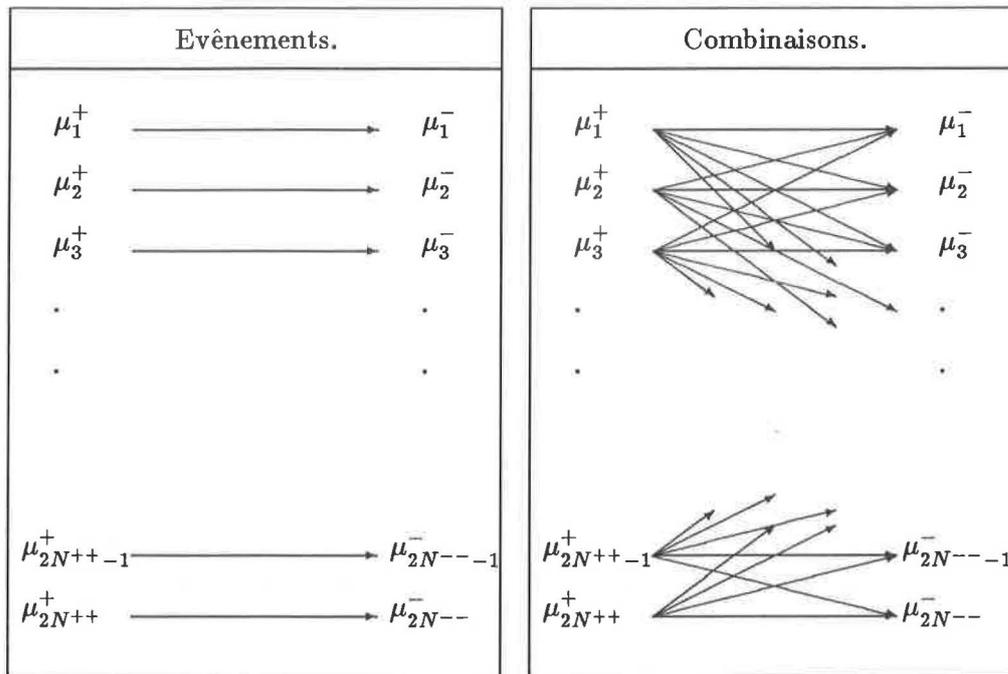


Figure 4.1: Construction des combinaisons.

4.2 Conditions d'application de la méthode des combinaisons de muons.

Toutes les combinaisons de muons virtuellement disponibles ne peuvent être utilisées. Diverses conditions d'application de la méthode sont à prendre en compte, qui proviennent de considérations physiques et des caractéristiques de notre système de déclenchement de l'acquisition.

4.2.1 Conditions liées à l'acquisition.

Pour être retenue dans l'analyse, une combinaison doit être susceptible de donner lieu à un déclenchement de l'acquisition, de façon à ce que le bruit de fond soit évalué dans les mêmes conditions de prise de données que le signal auquel on va le soustraire. Nous devons, donc, simuler la logique du déclenchement décrite au chapitre 2 et ne sélectionner que les combinaisons qui vérifient les points suivants:

1. Coïncidence $V * R3_i * R4_i$ (2.5.1).
2. Logique inter sextants (2.5.1).
3. Sélection des événements en fonction des marqueurs attribués à chaque muon de la paire. (coupure DD ou CD) (2.5.2).

Le premier point est vérifié par définition puisque nous n'effectuons les combinaisons qu'entre des muons qui ont traversé l'appareillage. Il est donc inutile de procéder à la reconstruction des traces dans le spectromètre. La logique inter sextants est facilement reproduite par une validation des combinaisons pour lesquelles les deux muons sont dans des sextants distincts. Le troisième point fait l'objet d'un traitement spécial auquel nous allons consacrer la section suivante.

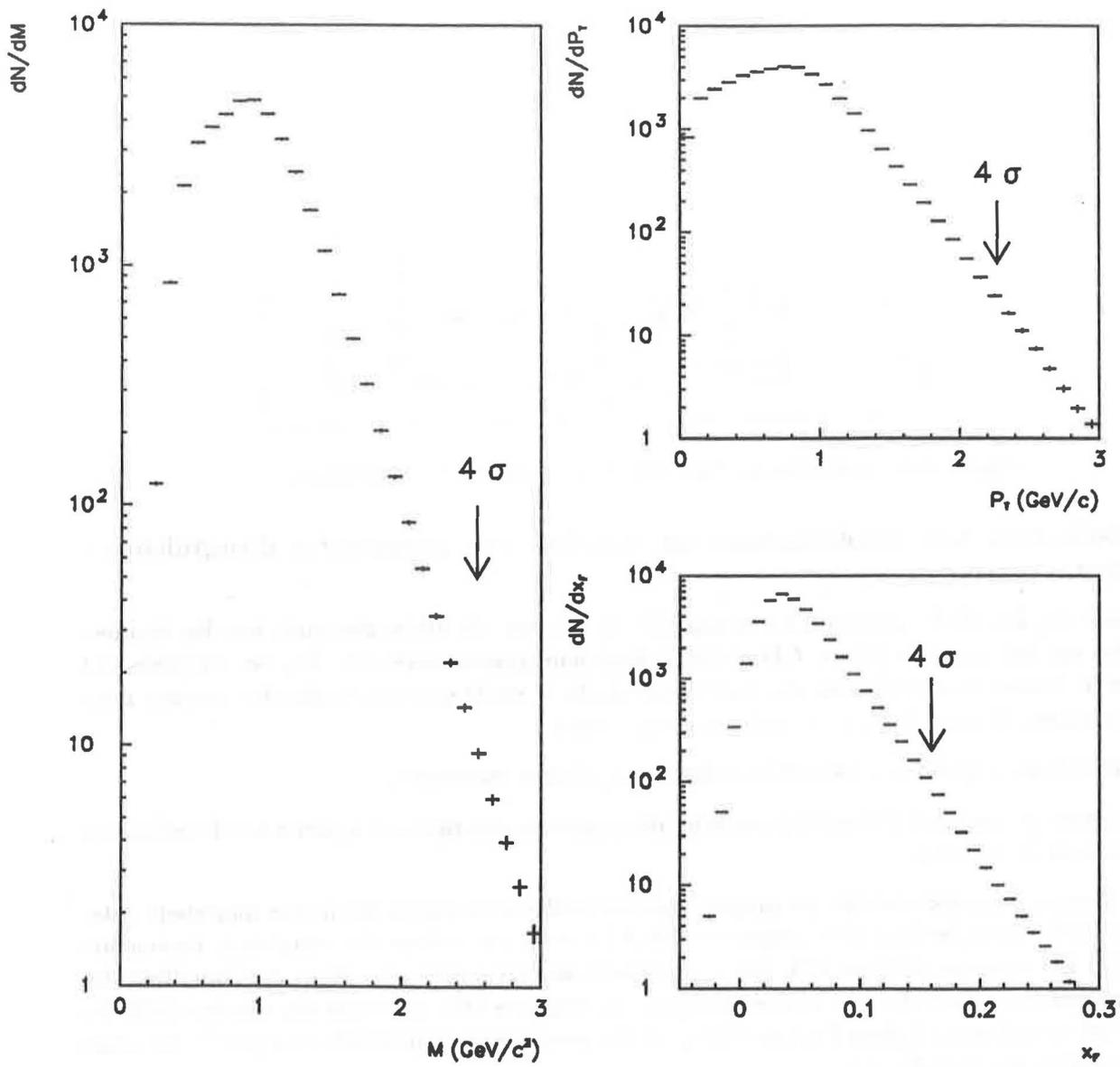


Figure 4.2: Spectres de masse invariante, d'impulsion transverse et de la variable de Feynman obtenus par la méthode des combinaisons de muons. Le flèche repère la position située à quatre écarts standards de la valeur moyenne.

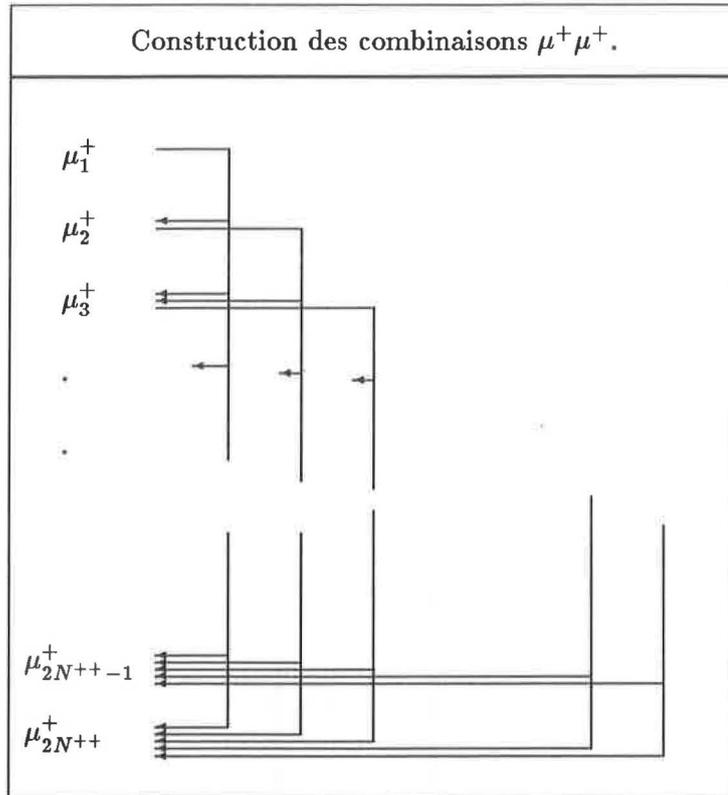


Figure 4.3: Combinaisons dans une classe de muons de même signe.

4.2.2 Sélection des combinaisons en fonction des marqueurs d'impulsion - transverse.

Nous avons vu, lors de la section 2.5.1 consacrée au système de déclenchement, que les données accumulées ont été coupées DD ou CD en ligne dans leur grande majorité. Or, ces coupures ont pour effet de biaiser la distribution des marqueurs A, B, C ou D des muons simples, comme nous allons le montrer. Il nous faut, donc, agir en deux temps:

1. restaurer les populations naturelles relatives de chaque marqueur.
2. appliquer la coupure DD (ou CD) sur le lot des combinaisons réalisées à partir des distributions de muons restaurées.

Pour illustrer ceci, considérons les proportions naturelles respectives de chaque marqueur obtenues à partir des données S-U non coupées (table 4.1), et la répartition des couples de marqueurs (table 4.2). Les coupures DD ou CD, qui s'appliquent sur les paires, modifient la répartition des marqueurs dans la population des muons simples. La coupure DD, par exemple, élimine 58% des dimuons qui se présentent dans l'appareillage, et les marqueurs individuels se répartissent alors comme indiqué dans la table 4.3

Pour rétablir un lot non biaisé, nous procédons à une sélection des muons individuels *complémentaire*, au sens de la logique, de la coupure DD. En pratique, chaque muon μ_1 d'une paire mesurée est sélectionné selon le marqueur de son compagnon μ_2 :

- Si μ_2 est un non-D, μ_1 est conservé car il a eu la possibilité d'être affecté de n'importe quel marqueur.
- Si μ_2 est un D, μ_1 est rejeté car, pour que la paire (μ_1, μ_2) franchisse la coupure DD, il a fallu que μ_1 ne soit pas un D. μ_1 est donc biaisé.

Marqueur	A	B	C	D
Proportion (%)	1.0	7.1	15.3	76.6

Table 4.1: Populations relatives de chaque marqueur, mesurées sur les données non coupées en S-U (≈ 121700 muons).

(%)	A	B	C	D
A	0.01	0.14	0.33	1.50
B		0.57	2.23	10.8
C			2.40	23.2
D				58.0

Table 4.2: Populations relatives de chaque couple de marqueurs, mesurées sur les données non coupées en S-U.

Marqueur	A	B	C	D
Proportion (%)	2.4	17.2	37.0	43.4

Table 4.3: Populations relatives de chaque marqueur après coupure DD en S-U (~ 121700 muons).

Le même type de logique est applicable dans le cas de la coupure CD. Cette procédure peut être décrite par les tables de vérité 4.4 et 4.5. Nous constatons, sur la table 4.6, qu'après application de cette procédure, on retrouve les proportions naturelles de chaque marqueur. Plus précisément, nous pouvons effectuer la comparaison entre les distributions cinématiques des combinaisons d'un lot donné, après restauration, avec les distributions des événements non coupés en S-U. C'est ce qui est présenté sur les figures 4.4 et 4.5. Le lot de muons ainsi sélectionnés permet l'application

-		μ_1	μ_2
$\mu_1 \rightarrow \bar{D}$	- $\mu_2 \rightarrow \bar{D}$	accepté	accepté
$\mu_1 \rightarrow \bar{D}$	- $\mu_2 \rightarrow D$	rejeté	accepté
$\mu_1 \rightarrow D$	- $\mu_2 \rightarrow \bar{D}$	accepté	rejeté

Table 4.4: Table de sélection des muons après coupure DD. ($\bar{D} \equiv$ "non D")

-		μ_1	μ_2
$\mu_1 \rightarrow \bar{C} \text{ et } \bar{D}$	- $\mu_2 \rightarrow \bar{C} \text{ et } \bar{D}$	accepté	accepté
$\mu_1 \rightarrow \bar{C} \text{ et } \bar{D}$	- $\mu_2 \rightarrow C \text{ ou } D$	rejeté	accepté
$\mu_1 \rightarrow C \text{ ou } D$	- $\mu_2 \rightarrow C \text{ et } D$	accepté	rejeté

Table 4.5: Table de sélection des muons après coupure CD.

Marqueur	A	B	C	D
Proportion (%)	1.1	7.4	15.5	76.0

Table 4.6: Populations relatives de chaque marqueur après restauration du lot non biaisé sur toute la statistique coupée DD en S-U (~ 657300 muons).

de la méthode des combinaisons de muons à partir d'événements coupés DD ou CD en ligne.

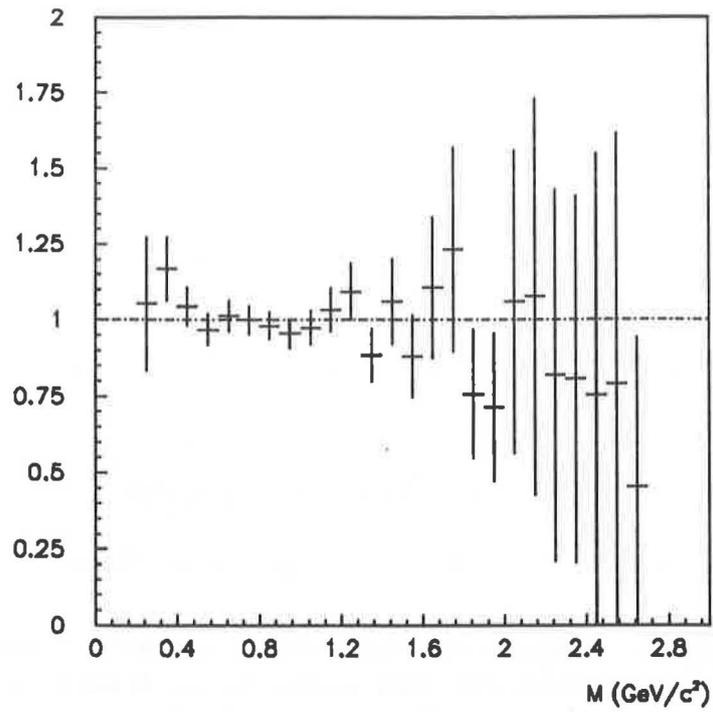


Figure 4.4: Rapport des combinaisons en S-U restaurées après la coupure DD, et des événements non coupés en S-U.

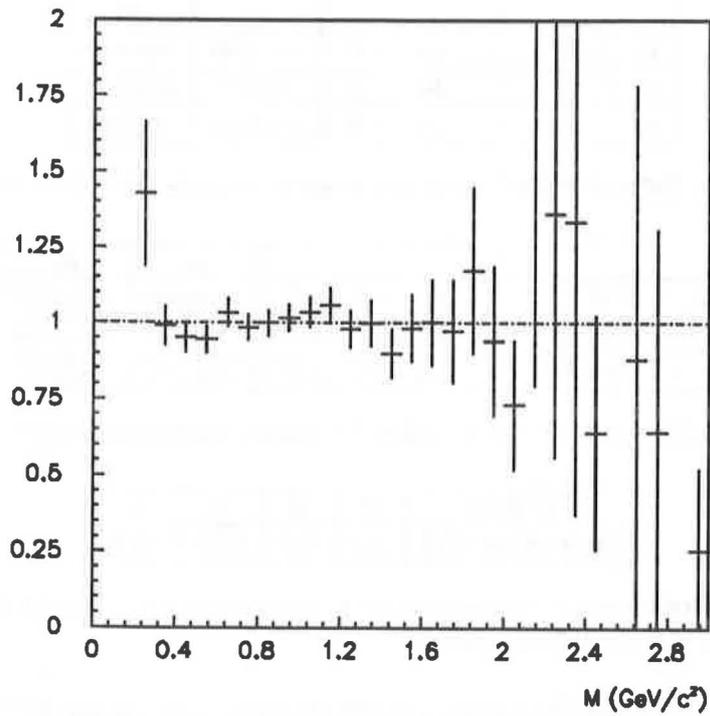


Figure 4.5: Rapport des combinaisons en O-Cu restaurées après la coupure CD, et des événements non coupés en S-U.

4.2.3 Conditions liées à la physique.

Il a été observé, dans notre expérience, une croissance monotone de l'impulsion transverse moyenne des muons produits par désintégrations de hadrons avec l'énergie transverse neutre [GOR88,SON87]. Cette augmentation, de l'ordre de 10%, est interprétée en terme d'interactions dans l'état final. En effet, à mesure que le paramètre d'impact de la collision diminue, le nombre de nucléons mis en jeu augmente, et plus les produits de la réaction subissent de diffusion dans le milieu nucléaire. Il en résulte une augmentation de l'impulsion transverse moyenne des particules sortantes, phénomène connu sous le nom d'effet Cronin. En conséquence, les combinaisons ne peuvent être appliquées que dans des ensembles de muons provenant d'événements dont l'énergie transverse neutre est du même ordre de grandeur. Ce traitement sera, donc, appliqué dans chacune des régions en énergie transverse que nous définirons par la suite.

La dernière condition à introduire est à la fois d'ordre physique et expérimental. Pour calculer les variables cinématiques d'un dimuon, nous prolongeons la trace de chacun des μ vu dans le télescope situé avant l'aimant jusqu'à la cible d'interaction et nous en déduisons les trois composantes de leur impulsion. Ces caractéristiques sont donc reliées à la cible considérée ce qui nous contraint à n'associer que des muons issus d'une même cible. Celle-ci est reconnue grâce à l'algorithme de la cible (Voir figure 2.2).

Nous pouvons d'ores et déjà montrer que lorsque toutes ces conditions sont appliquées, la méthode des combinaisons de muons donne des résultats compatibles avec les données coupées image que nous savons être les plus proches de la réalité quant à l'estimation du bruit de fond. La figure 4.6 présente le rapport d'un spectre de combinaisons $\mu^+\mu^+$ avec un spectre de dimuons coupés image pris dans les mêmes conditions. Elle montre que les formes de ces deux spectres sont compatibles dans les erreurs ce qui constitue un premier test de validité de la méthode. Nous allons

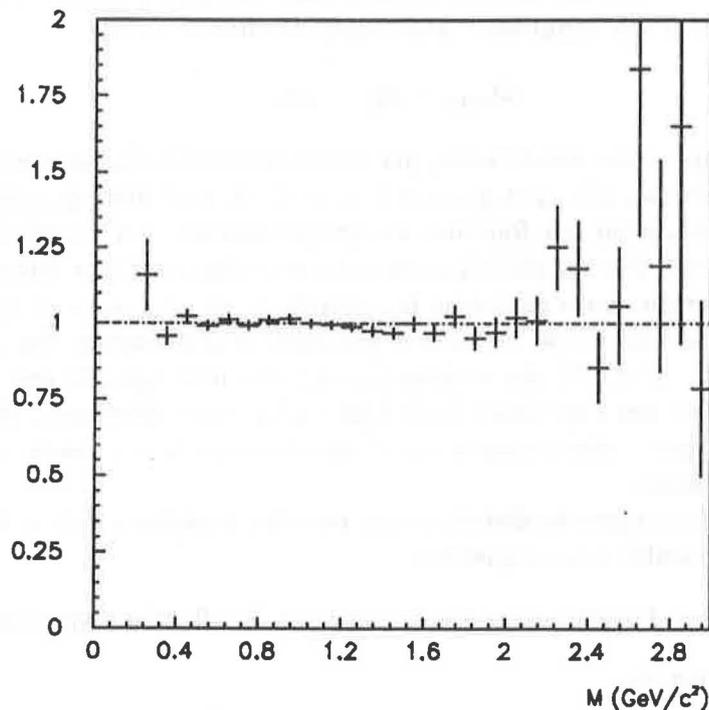


Figure 4.6: Rapport normalisé d'une distribution de muons avec la distribution coupées image correspondante.

expliquer, maintenant, comment nous déterminons les erreurs.

4.3 Simulations.

4.3.1 Objectif des simulations.

L'usage de simulations est requis afin de réaliser les objectifs suivants:

- Vérifier que la méthode des combinaisons de muons permet une détermination plus précise de la forme de notre bruit de fond que nos données seules.
- Estimer les biais introduits par cette méthode et déterminer l'incertitude résultante.

Le premier point est incontournable puisqu'il est l'objet de la mise en œuvre de la méthode des combinaisons de muons. Le second objectif apparaît plutôt comme un point technique inhérent à la méthode, et fait l'objet de la discussion suivante.

La détermination de l'incertitude dans un canal d'un spectre de combinaisons de muons est complexe du fait que ces spectres ne résultent pas de mesures indépendantes (qui conduiraient à une erreur purement statistique), mais sont générés sur la base de l'usage multiple d'une même information, en l'occurrence les impulsions des muons individuels. Néanmoins, nous pouvons déjà indiquer que ces incertitudes sont petites comparativement à celles obtenues à partir des données, comme nous avons pu le constater sur la figure 4.2.

La paramétrisation des incertitudes sur les combinaisons fera l'objet d'une comparaison avec l'approche mathématique présentée dans l'annexe B [BEH90].

4.3.2 Principe des simulations.

Nos simulations se placent dans un contexte simpliste. Nous nous intéressons à l'opération "addition" appliquée sur deux distributions unidimensionnelles simples. Cette situation est assez proche de l'application de la méthode sur nos données puisque, par exemple, le calcul de la masse invariante revient à effectuer la somme des impulsions transverses de chaque muon:

$$M_{\mu_1\mu_2} \simeq p_{T_1} + p_{T_2} \quad (4.1)$$

Dans un premier temps, nous constituons, par tirage Monte-Carlo, un ensemble de \mathcal{N} événements constitués de couples (x_i, y_i) . x_i et y_i , avec $1 \leq i \leq \mathcal{N}$, sont deux grandeurs indépendantes distribuées, respectivement, selon une fonction analytique connue. Un couple (x_i, y_i) sera appelé dans la suite un événement. Par simplicité, nous nous restreignons à des fonctions à une dimension. Pour chaque événement, nous calculons la variable $z_i = x_i + y_i$ et constituons ainsi la distribution somme. Le second temps consiste à produire la distribution des $Z_{i,j} = x_i + y_j$, avec $1 \leq i \leq \mathcal{N}$ et $1 \leq j \leq \mathcal{N}$, des couples (x_i, y_j) que nous appellerons combinaisons. Ces deux opérations constituent une expérience (voir figure 4.1). Nous effectuons, alors, P expériences afin de déterminer l'écart quadratique moyen des P distributions de combinaisons par rapport à la distribution analytique somme.

Nous avons employé deux types de distributions, pour les grandeurs x et y , dont la distribution somme est facilement calculable analytiquement:

- Distributions plates et bornées que nous appellerons distributions *uniformes*.
- Distributions gaussiennes.

Nous les appellerons les distributions *théoriques*. Ces distributions, ainsi que leur distribution somme respective sont présentées sur la figure 4.7.

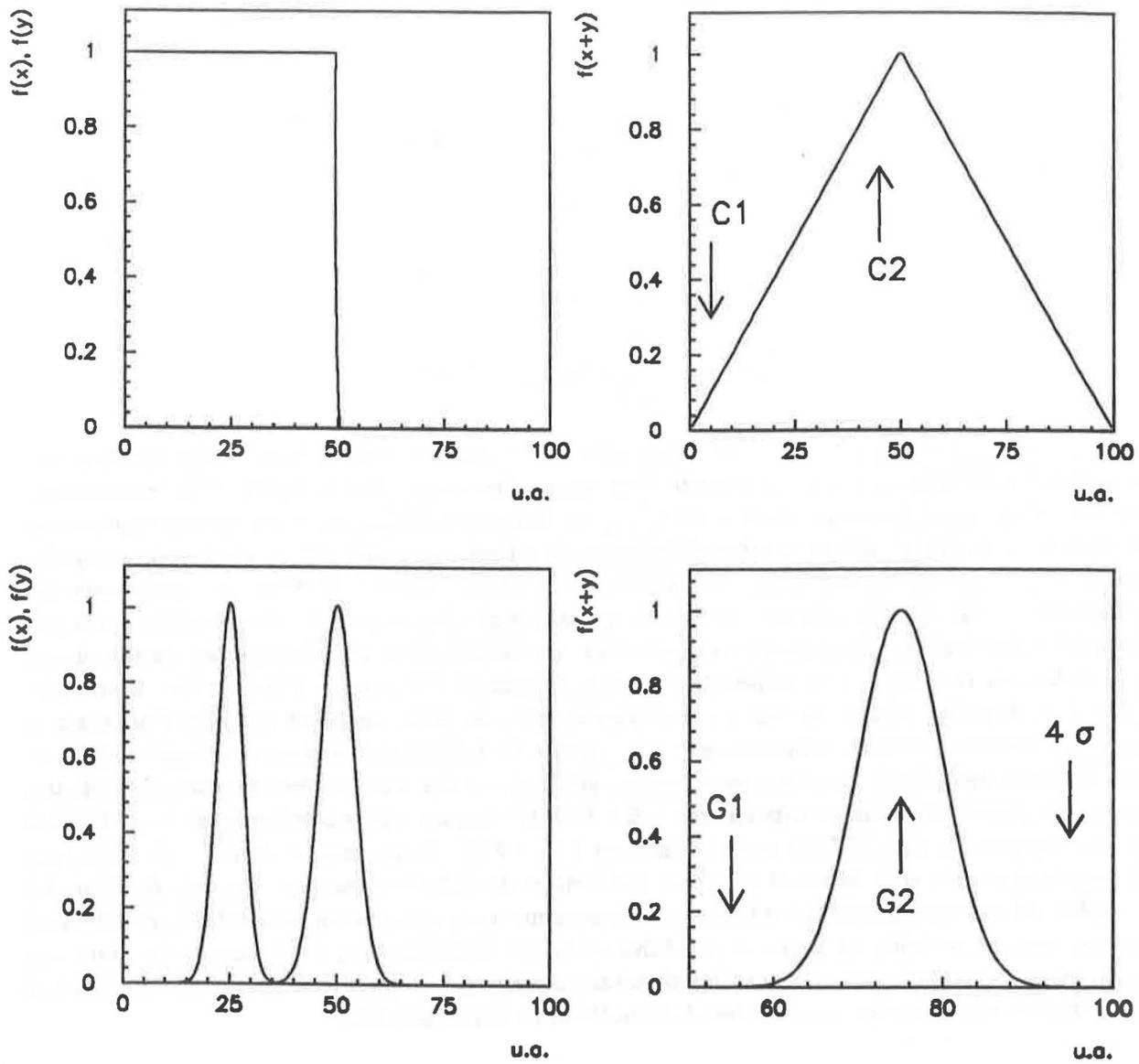


Figure 4.7: Distributions uniformes et gaussiennes, et leur distribution somme respective. Les positions repérées C1, C2, G1 et G2 seront utilisées dans l'annexe A. Nous avons indiqué, également, la position située à quatre écarts standards de la valeur moyenne, sur la distribution gaussienne, pour comparer au bruit de fond expérimental de la figure 4.2. La notation "u.a." signifie Unité Arbitraire.

4.3.3 Convergence en loi des spectres de combinaisons.

Avant l'étude des incertitudes proprement dite, nous allons vérifier que l'application de la méthode des combinaisons permet d'obtenir une meilleure détermination de la forme de la distribution somme que l'usage des seuls événements générés initialement. Les figures 4.8 et 4.9 présentent le résultat d'une expérience réalisée à partir de $\mathcal{N} = 1000$ événements pour les distributions, respectivement, uniformes et gaussiennes. En s'intéressant à l'évolution des premiers moments (moyenne et variance) des distributions de combinaisons, nous constatons, sur la figure 4.10, que ceux-ci tendent rapidement vers les valeurs théoriques à mesure que le nombre d'événements augmente. Dans un second temps, pour revenir aux figures 4.8 et 4.9, nous constatons que les distributions des combinaisons comptent moins de fluctuations que les distributions des événements tandis qu'elles présentent, qualitativement, une forme plus proche de celle de la distribution somme analytique. Nous pouvons quantifier cela à l'aide d'un estimateur Λ^2 , de la même façon que l'on estime la qualité d'un fit par son χ^2 , Λ^2 étant défini comme suit:

$$\Lambda_{evts.}^2 = \sum_{k=1}^{n_c} (N_{k_{evts.}} - N_{k_{th.}})^2 \quad (4.2)$$

$$\Lambda_{comb.}^2 = \sum_{k=1}^{n_c} (N_{k_{comb.}} - N_{k_{th.}})^2 \quad (4.3)$$

où $N_{k_{evts.}}$ ($N_{k_{comb.}}$) et $N_{k_{th.}}$ sont les contenus des k^{iemes} canaux respectifs de la distribution des événements (combinaisons) et de la distribution somme théorique. Sur la figure 4.11, nous remarquons que, d'une part, la valeur absolue de $\Lambda_{comb.}^2$ est inférieure à $\Lambda_{evts.}^2$ pour une même expérience, et d'autre part, à mesure que le nombre d'événements initial augmente, $\Lambda_{comb.}^2$ décroît plus rapidement, en valeurs relatives, que $\Lambda_{evts.}^2$. Si ce test est concluant quant à l'intérêt de la méthode des combinaisons, nous remarquons que des biais apparaissent dans le spectre des combinaisons par rapport à la distribution théorique (Voir figure 4.8). Le rapport de la distribution des combinaisons à la distribution théorique, normalisées en surface, (Figure 4.12) montre d'importants écarts par rapport à 1, dans les régions de faibles statistiques, qui, de plus, semblent corrélés d'un canal à ses proches voisins. Notons, toutefois, que ces régions de faibles statistiques se situent à plus de quatre écarts standards de la valeur moyenne, ce qui, reporté sur nos spectres de masse invariante, constitue la région des masses supérieures à $2.5 \text{ GeV}/c^2$ (figure 4.2) où le bruit de fond devient petit par rapport au signal (Voir aussi les figures 3.1 et 3.2). Nous devons signaler, de plus, que ces écarts importants sont liés à la précision numérique de notre traitement. Au delà de 4.2σ , les très faibles valeurs que prennent les fonctions gaussiennes sont soumises à des effets d'arrondis mal maîtrisés, qui, cependant, ne peuvent conduire qu'à une surestimation des incertitudes dans ces régions, et ne remettent pas en cause les résultats ultérieurs. Nous allons passer, maintenant, à l'estimation de ces biais observés sur les distributions de combinaisons.

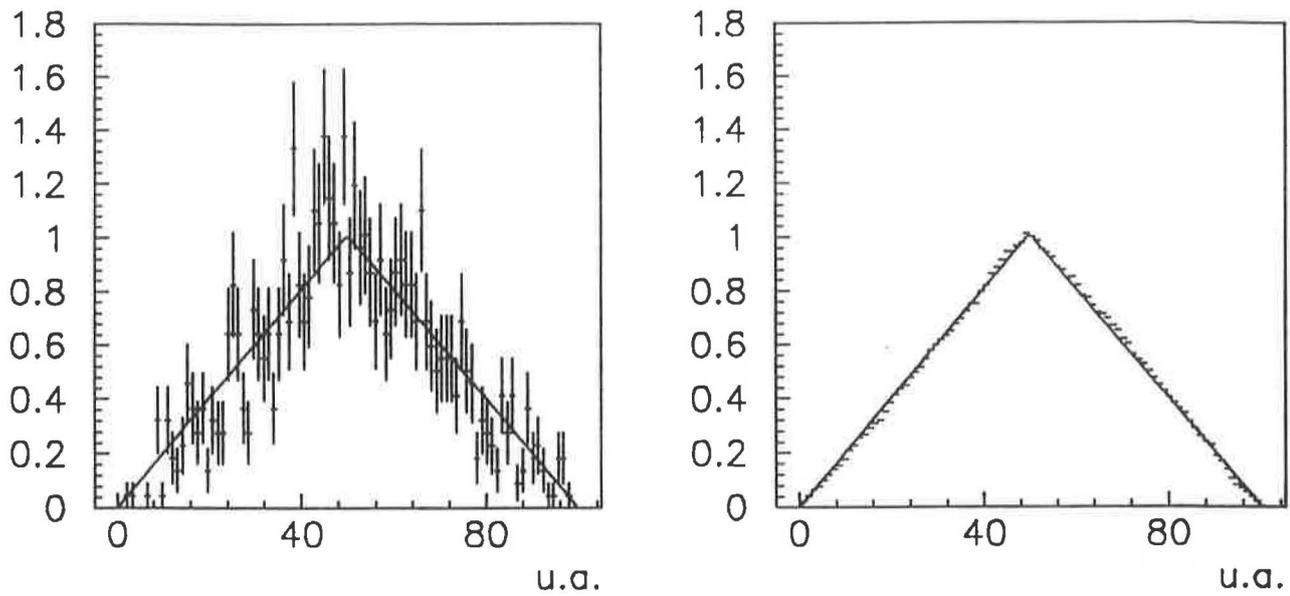


Figure 4.8: Résultat d'une expérience sur les distributions uniformes avec $\mathcal{N} = 1000$. On observe des écarts systématiques de la distribution des combinaisons par rapport à la distribution théorique.

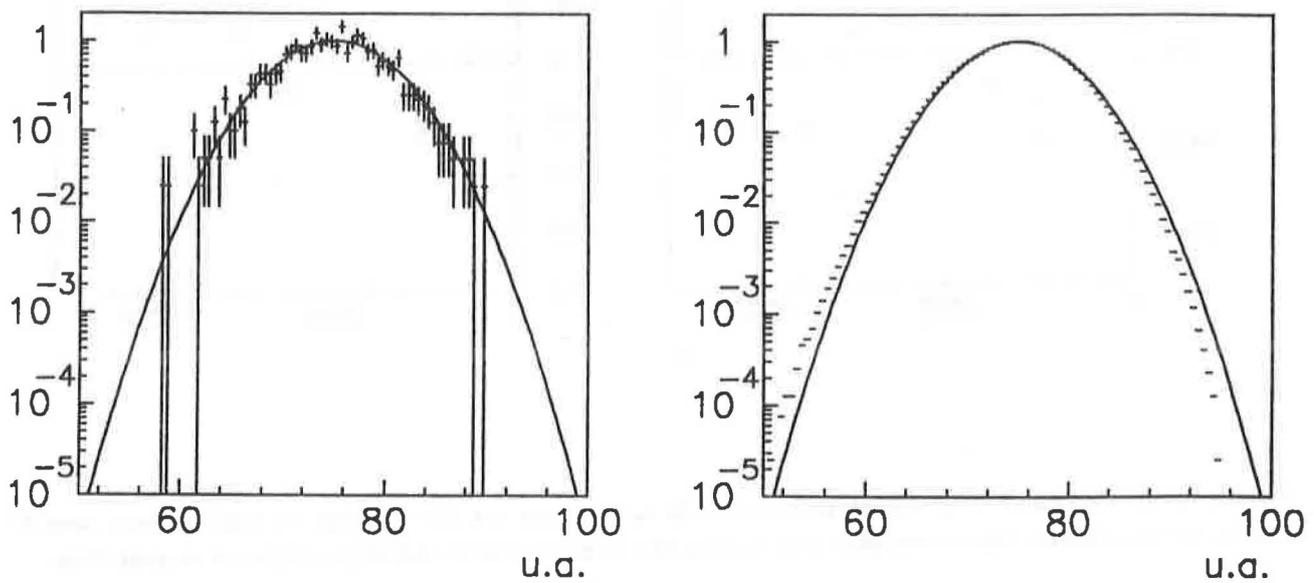


Figure 4.9: Résultat d'une expérience sur les distributions gaussiennes avec $\mathcal{N} = 1000$. Les biais sont ici, très importants, mais restent localisés dans les régions de faible statistique.

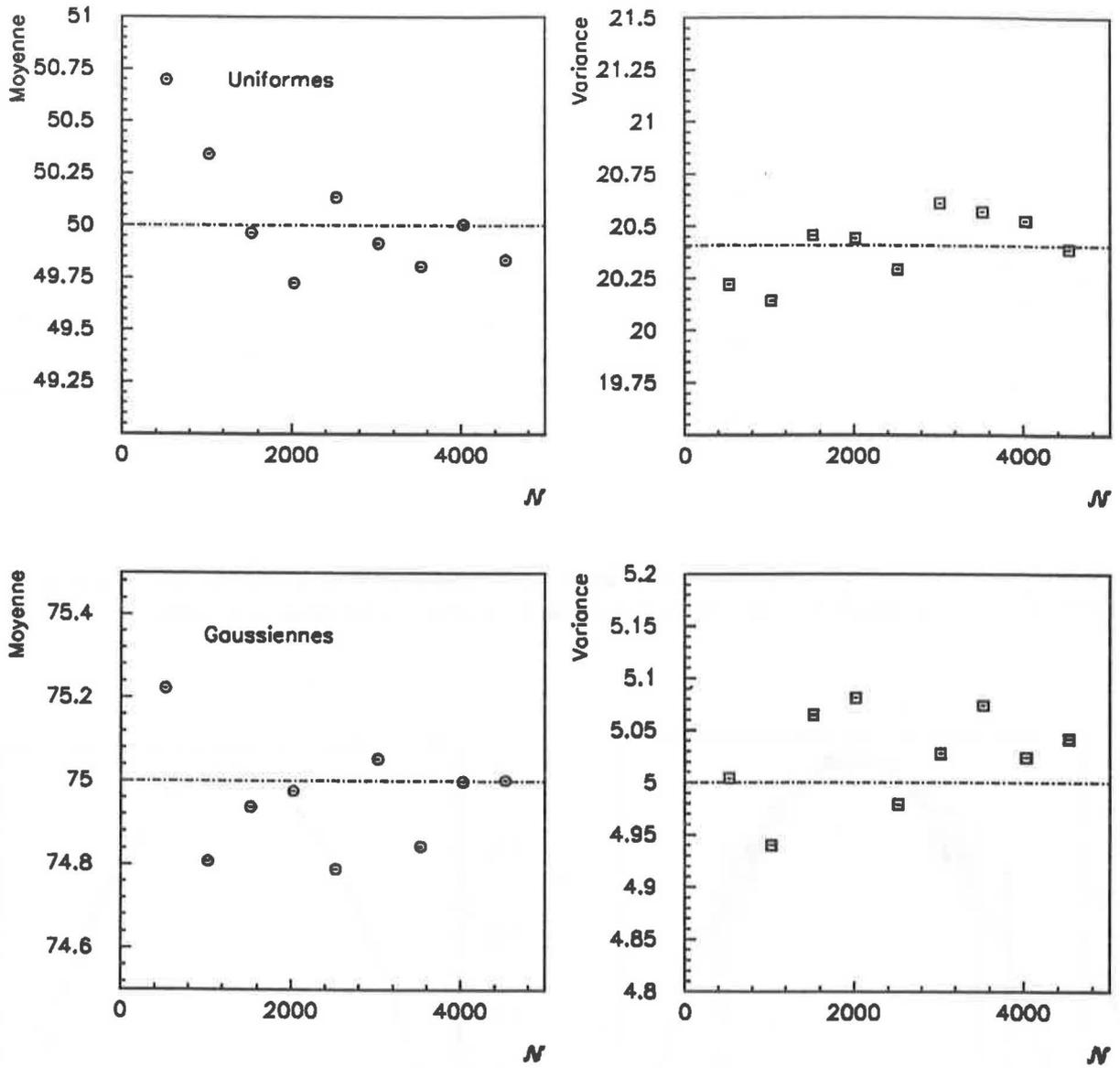


Figure 4.10: Evolution de la valeur moyenne et de la variance des distributions de combinaisons avec le nombre d'événements. Nous observons une convergence vers les valeurs théoriques figurées en pointillés.

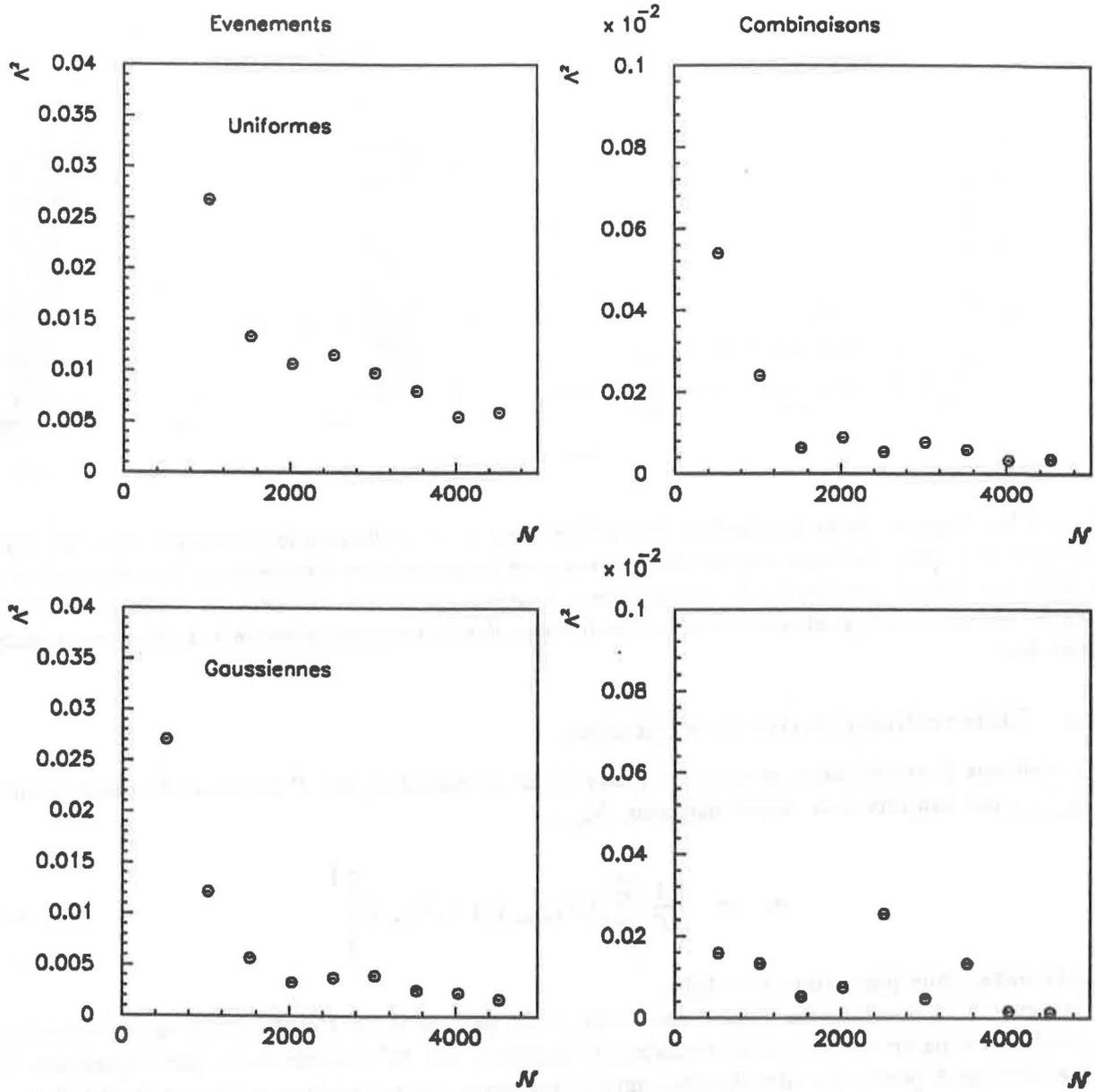


Figure 4.11: Evolution de l'estimateur Λ^2 avec le nombre d'événements associé à une expérience. La comparaison des valeurs de l'estimateur montre que les distributions de combinaisons sont plus proches de la distribution théorique que les distributions des événements.

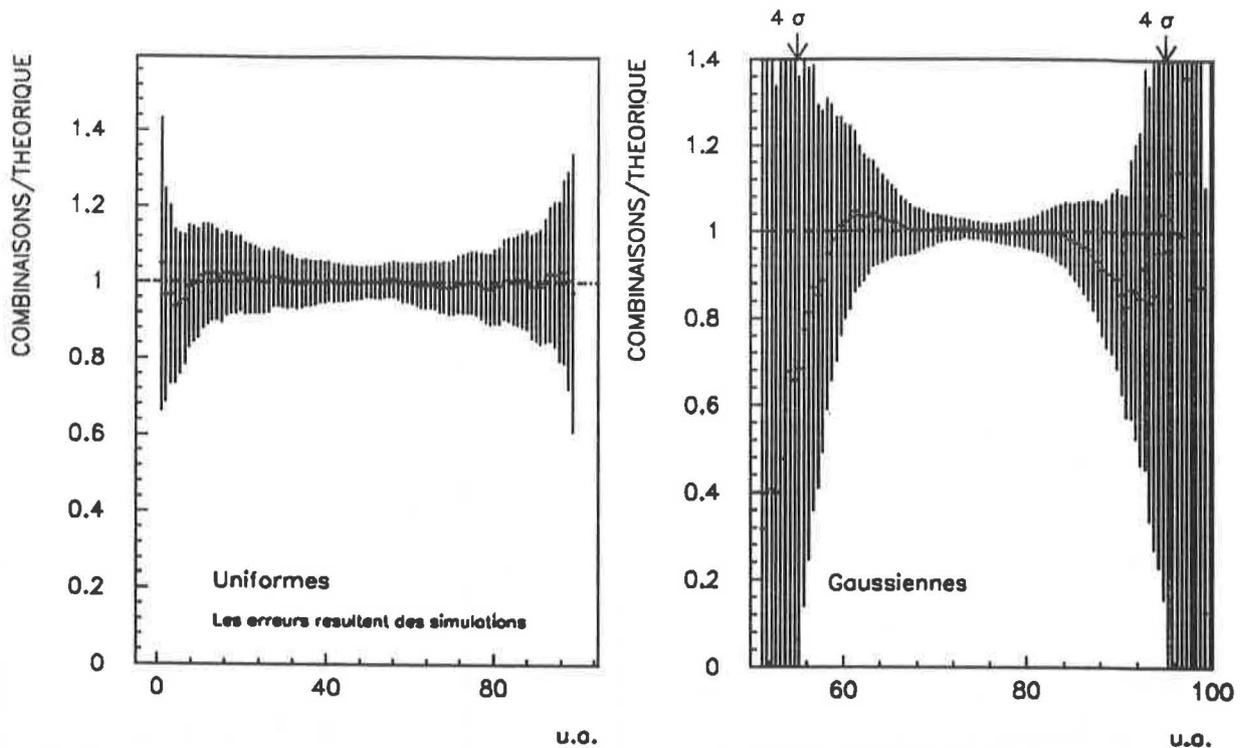


Figure 4.12: Rapport de la distribution des combinaisons et de la distribution théorique dans une expérience avec $\mathcal{N} = 1000$. Les biais importants observés pour les gaussiennes interviennent dans des régions de très faible statistique. Les distributions uniformes ne couvrent qu'un domaine de 1.63σ autour de la valeur moyenne. Les courbes équivalentes, pour les distributions des événements, présentent de bien plus grandes incertitudes.

4.3.4 Détermination des incertitudes.

Nous réalisons P expériences, et nous calculons l'écart standard σ_k des P contenus du canal numéro k , $N_{k_{comb.}}$, par rapport à la valeur moyenne $N_{k_{th.}}$.

$$\sigma_k = \left[\frac{1}{P} \sum_{p=1}^{p=P} (N_{k_{comb.}}(p) - N_{k_{th.}})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.4)$$

Dans la suite, nous prendrons $P = 100$.

La figure 4.13 présente ces écarts standards, canal par canal, de 100 distributions de combinaisons réalisées à partir de $\mathcal{N} = 1000$ événements chacune, soit 10^6 combinaisons par expérience. La courbe obtenue à partir des distributions uniformes passe par un minimum lorsque la distribution somme théorique est maximale. Pour les gaussiennes, nous observons une saturation de l'écart standard autour du maximum de la distribution. Ce comportement inhabituel de l'incertitude est confirmé, pour les distributions uniformes, par la formulation mathématique (figure B.2).

Nous indiquons dans les sections suivantes, quelques caractéristiques des écarts standards sur les combinaisons.

Corrélations globales des incertitudes.

Si nous calculons, de la même manière que ci-dessus, les écarts standards dans des canaux de la distribution somme, deux fois plus étroits, nous voyons que chaque σ_k est, grossièrement, réduit d'un facteur deux (comparer les figures 4.13 et 4.14), alors qu'un comportement de type statistique

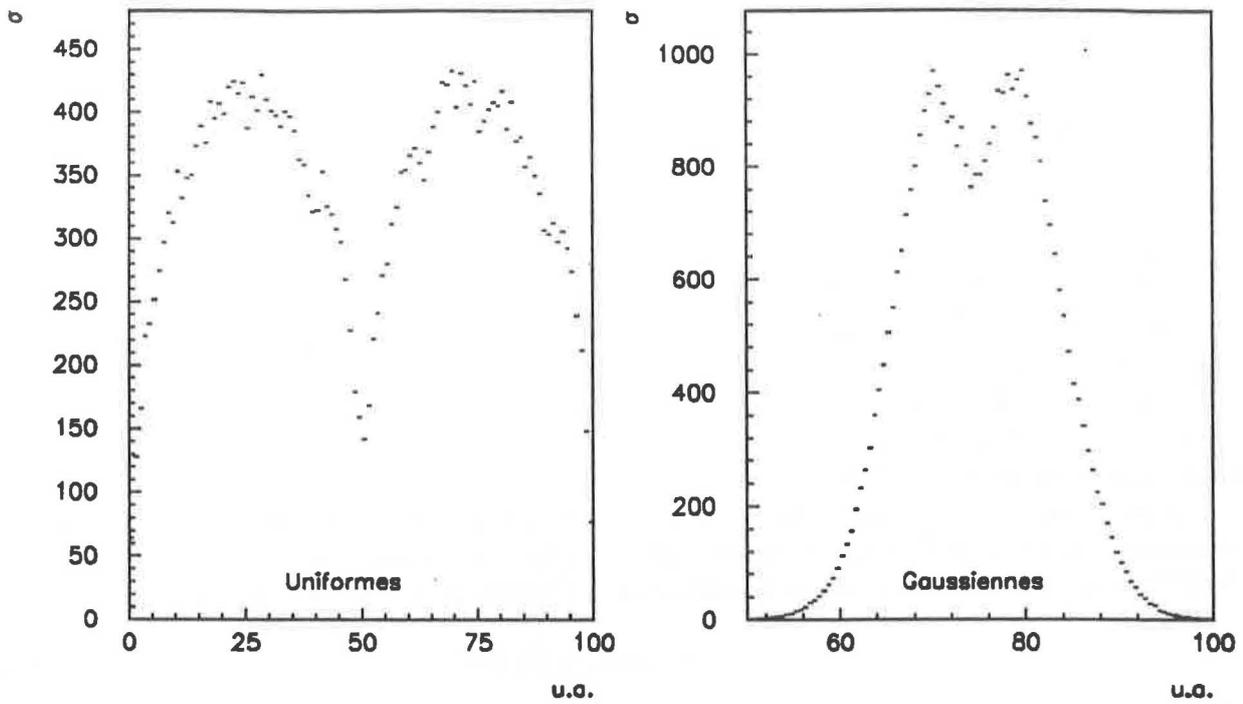


Figure 4.13: Ecart standards de la distribution des combinaisons calculés sur 100 expériences de 1000 événements pour les distributions uniformes et gaussiennes.

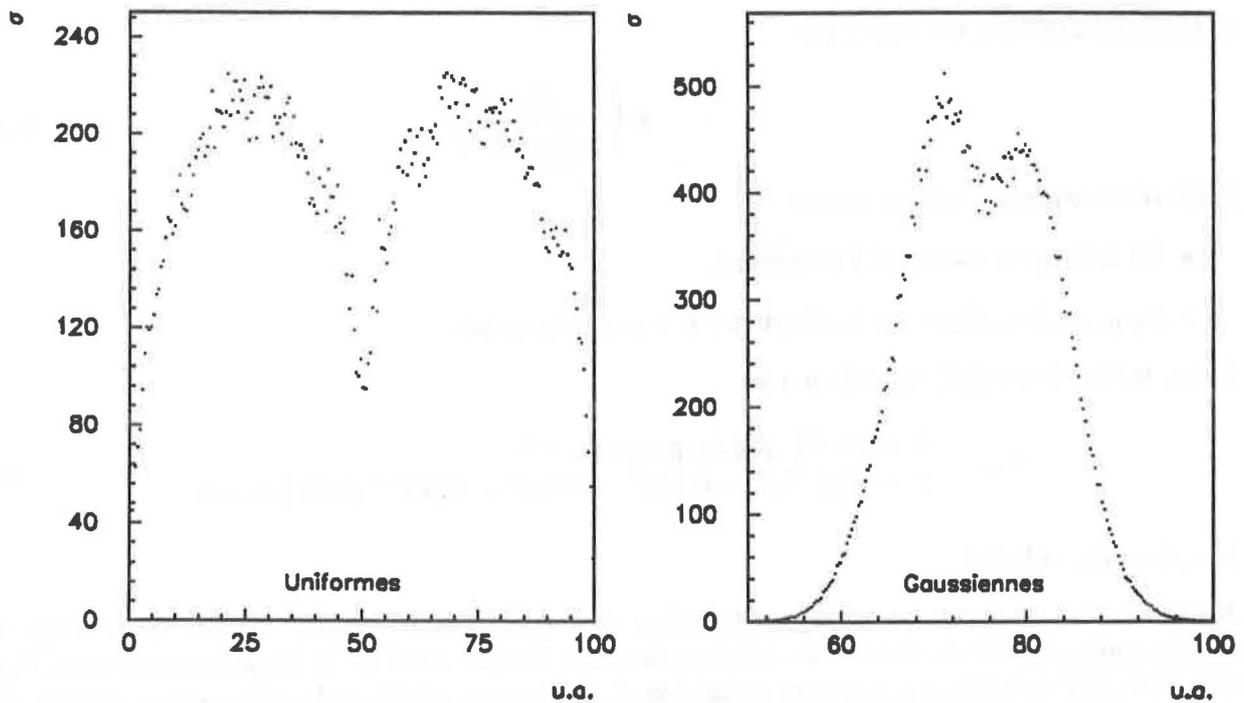


Figure 4.14: Ecart standards de la distribution des combinaisons calculés dans les mêmes conditions que la figure 4.13 avec deux fois plus de canaux. Les σ sont divisés par 2 ce qui traduit une corrélation entre les divers canaux.

conduirait à un facteur de réduction de $\sqrt{2}$. Ceci est la manifestation du fait que les incertitudes de l'ensemble des canaux sont totalement corrélées, et ne peuvent pas être combinées quadratiquement, mais linéairement. Ce résultat n'est pas étonnant puisque l'incertitude liée à une mesure x_{i_0} de la variable x est transmise à l'ensemble des couples (x_{i_0}, y_j) , avec $1 \leq j \leq \mathcal{N}$, qui, eux-mêmes, interviennent dans un grand nombre de canaux de la distribution somme.

Cette remarque sera mise en application lors du chapitre consacré à l'analyse, dans lequel nous chercherons à estimer le bruit de fond intégré dans des intervalles de masses regroupant plusieurs canaux de nos spectres. L'incertitude sur le nombre de paires de bruit de fond intégré résultera de la somme linéaire des incertitudes de chaque canal de la distribution.

Paramétrisation des incertitudes.

La paramétrisation des incertitudes est une partie importante de ce travail. Nous l'avons, cependant, reportée dans l'annexe A pour faciliter la lecture de ce chapitre, car son contenu est très technique. Par ailleurs, le lecteur pourra y trouver des illustrations de la formulation mathématique développée dans l'annexe B. Dans le déroulement du présent chapitre, nous nous contentons d'en énoncer les principaux résultats.

La paramétrisation des incertitudes est applicable à n'importe quelle distribution de combinaisons, quelle que soit sa forme, et quel que soit le nombre de canaux utilisés. L'incertitude σ_k dans le $k^{ième}$ canal d'une distribution de combinaisons s'exprime sous la forme suivante:

$$\sigma_k = a_k(\xi) \sqrt{N_k} \sqrt{\mathcal{N}} \quad (4.5)$$

où:

- N_k est le nombre de combinaisons dans le canal k .
- \mathcal{N} est le nombre d'événements initiaux.

et où le paramètre ξ est défini par:

$$\xi = \log \left(\frac{N_k}{\frac{\Delta}{\sigma_{somme}} \mathcal{N}^2} \right) \quad (4.6)$$

Dans cette expression, nous avons:

- Δ : la largeur du canal k considéré.
- σ_{somme} : la variance de la distribution des combinaisons.

Enfin, la fonction $a_k(\xi)$ est définie par:

$$a = \begin{cases} 46 \cdot 10^{-3} \xi + 0.75 & \text{pour } \xi < -5 \\ -17 \cdot 10^{-3} \xi^3 - 0.18 \xi^2 - 0.62 \xi - 13 \cdot 10^{-4} & \text{pour } \xi > -5 \end{cases} \quad (4.7)$$

Incetitude relative.

Après la mise en œuvre de la paramétrisation des erreurs, nous voulons vérifier que l'usage des combinaisons permet de réduire les incertitudes dans chaque canal de la distribution somme. Pour cela, nous allons comparer, dans un canal donné, les erreurs relatives données respectivement par les combinaisons et les événements.

Sur la figure 4.15, nous avons porté, canal par canal, l'erreur relative $\sigma_k/N_{k_{comb}}$ obtenue avec les combinaisons. Pour avoir une idée du gain que nous obtenons sur les erreurs relatives, considérons un cas idéal dans lequel tant la distribution somme des événements que la distribution somme

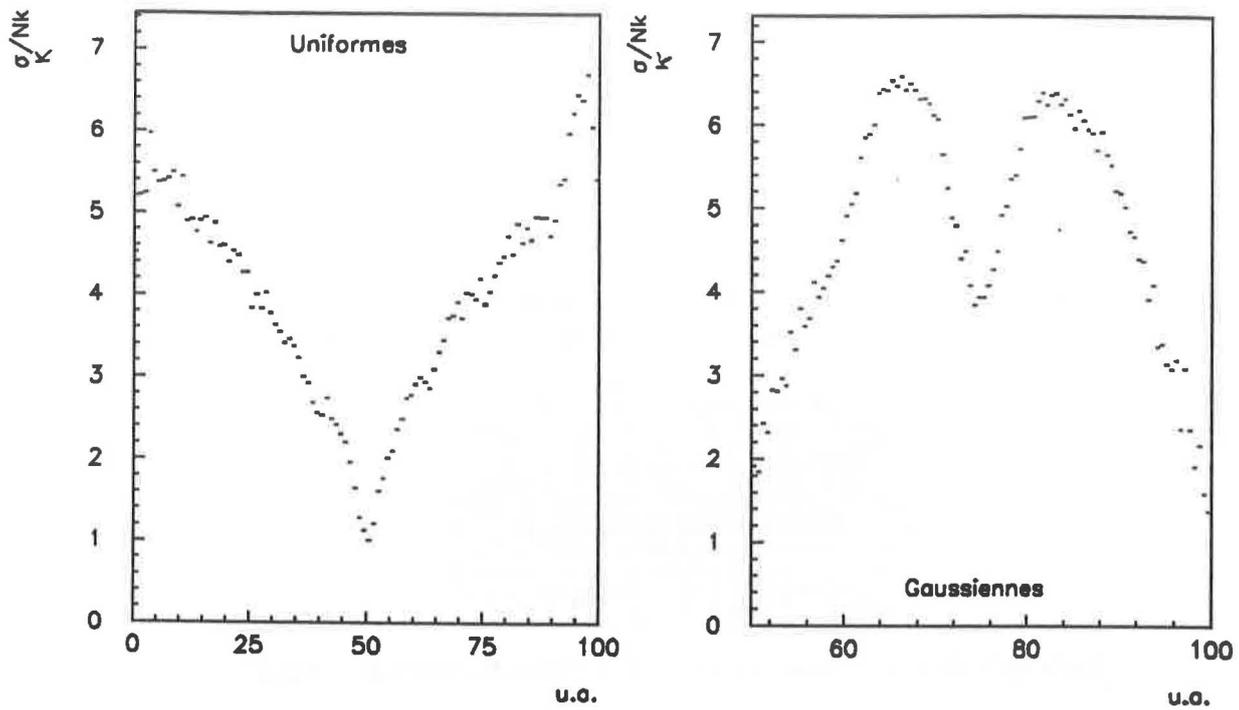


Figure 4.15: Incertitude relative dans les distributions de combinaisons.

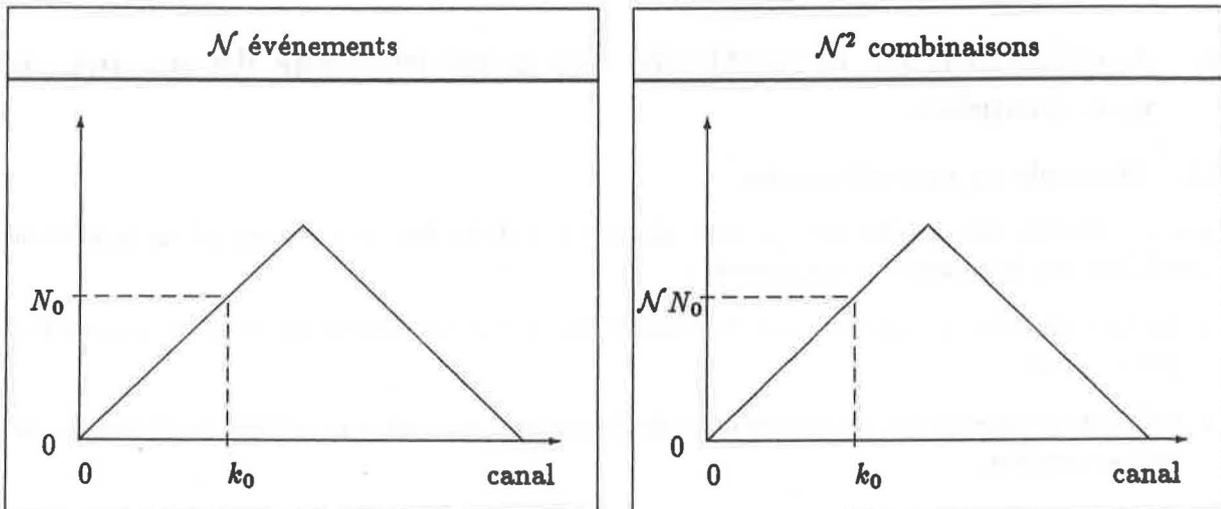


Figure 4.16: Cas idéal pour les distributions uniformes.

des combinaisons sont identiques à la fonction somme théorique. Dans ce cas, le passage de la distribution des événements à la distribution des combinaisons s'effectue en multipliant le contenu de chaque canal par le nombre \mathcal{N} d'événements (figure 4.16). Ainsi, la forme reste inchangée et l'intégrale de la distribution somme passe de \mathcal{N} à \mathcal{N}^2 . Nous pouvons donc écrire:

$$N_{k_{comb.}} = \mathcal{N} N_{k_{evts.}} \quad (4.8)$$

et donc, le gain sur l'erreur relative des combinaisons par rapport aux événements peut être défini par la fonction $G(k)$ suivante:

$$\begin{aligned} G(k) &= \frac{\sqrt{N_{k_{evts.}}} / N_{k_{evts.}}}{\sigma_k / N_{k_{comb.}}} \\ &= \frac{\mathcal{N} \sqrt{N_{k_{evts.}}}}{\sigma_k} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Ce rapport a été porté dans la table 4.7 pour quelques canaux des distributions sommes obtenues à partir des distributions uniformes et gaussiennes. De nouveau, ces résultats montrent que l'ap-

Distributions uniformes				
$N_{k_{evts.}}$	5	35	65	95
$G(k)$	2.3	2.9	4.2	10.2
Distributions gaussiennes				
$N_{k_{evts.}}$	1.2	12.6	53.6	93.4
$G(k)$	3.4	3.2	3.8	5.4

Table 4.7: Gain sur l'erreur relative $G(k)$ (1000 événements de départ).

plication de la méthode des combinaisons sur nos données permettra une meilleure détermination de la forme du bruit de fond que les données seules.

4.4 Application de la méthode des combinaisons de muons sur nos données.

4.4.1 Rappels et compléments.

Rappelons, brièvement, quelles sont les contraintes rencontrées lors de l'application de la méthode des combinaisons de muons sur nos données:

- Restauration des populations non biaisées en impulsion transverse en cas de coupure DD ou CD en ligne.
- Nécessité de vérifier que chaque combinaison de muons réponde aux critères de déclenchement de l'acquisition.
- Réalisation des combinaisons dans des sous lots de muons issus:
 - d'une même ciblette.
 - d'une même région d'énergie transverse neutre.

Seul le dernier point n'a pas encore été abordé. Nous pouvons indiquer que, lors de nos analyses, nous ferons usage de plusieurs régions en énergie transverse neutre ajustées de telle sorte que les erreurs relatives sur le signal soient semblables entre les diverses régions et pour les divers

systèmes noyau-noyau. En première approximation, nous considérons que l'effet d'accroissement de l'impulsion transverse moyenne des muons individuels avec E_T^0 est négligeable à l'intérieur d'une région d'énergie transverse. Dans la suite, un couple (ciblette, région en énergie transverse neutre) sera appelé une *classe*.

Pour chaque combinaison, nous calculons diverses grandeurs cinématiques de la paire $\mu^+\mu^-$:

- La masse invariante M .
- L'impulsion transverse p_T
- La variable de Feynman x_F .

et constituons ainsi des histogrammes unidimensionnels de chaque variable et dans chaque classe. La figure 4.2, donnée à titre d'exemple, présente des spectres de combinaisons obtenus en S-U, obtenus après sommation des ces spectres sur toutes les ciblettes et sur toutes les régions en énergie transverse.

4.4.2 Normalisation.

Avant de pouvoir réaliser la soustraction du bruit de fond proprement dite, il nous faut normaliser chaque spectre de combinaisons par rapport au nombre de paires $\mu^+\mu^-$ mesurées. Pour cela, nous rendons la surface de chaque histogramme égale au nombre intégré de paires de bruit de fond calculé, dans la classe correspondante, par la formule 3.13:

$$N_{fond}^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}}$$

En effet, nous avons vu, lors du chapitre consacré à l'estimation du bruit de fond, que ce nombre intégré est le seul à ne pas être affecté par les problèmes d'acceptance des dimuons. C'est donc la seule référence qui nous permette de relier le nombre de combinaisons au bruit de fond physique.

4.4.3 Les contributions à l'erreur sur le signal.

Nous allons effectuer un bilan des diverses contributions à l'incertitude sur le signal et nous en profiterons pour comparer, de nouveau, la méthode des combinaisons de muons avec les données.

Nous rappelons que si le signal à la masse M_0 est obtenu, à partir des spectres d'événements $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$, selon la formule 3.24:

$$N_{signal}^{+-}(M_0) = N_{total}^{+-}(M_0) - 2\sqrt{N^{++}(M_0)N^{--}(M_0)}^{(+)} - 2\sqrt{N^{++}(M_0)N^{--}(M_0)}^{(-)}$$

alors, l'incertitude $\Delta N_{signal}^{+-}(M_0)$ sur le signal est donnée par:

$$\Delta N_{signal}^{+-}(M_0) = \sqrt{N_{total}^{+-}(M_0) + N^{++}(M_0)^{(+)} + N^{--}(M_0)^{(+)} + N^{++}(M_0)^{(-)} + N^{--}(M_0)^{(-)}} \quad (4.10)$$

En faisant usage des combinaisons, cette incertitude sur le signal à la masse M_0 résulte de trois contributions:

1. Incertitude sur les combinaisons $\sigma_c(M_0)$.
2. Incertitude sur la normalisation σ_N qui ne dépend pas, en valeur relative, de l'intervalle de masse choisi et qui ne dépend que du nombre total de paires mesurées.
3. Incertitude sur le nombre total de paires $\mu^+\mu^-$ à la masse M_0 , $\sigma_{+-}(M_0) = \sqrt{N^{+-}(M_0)}$.

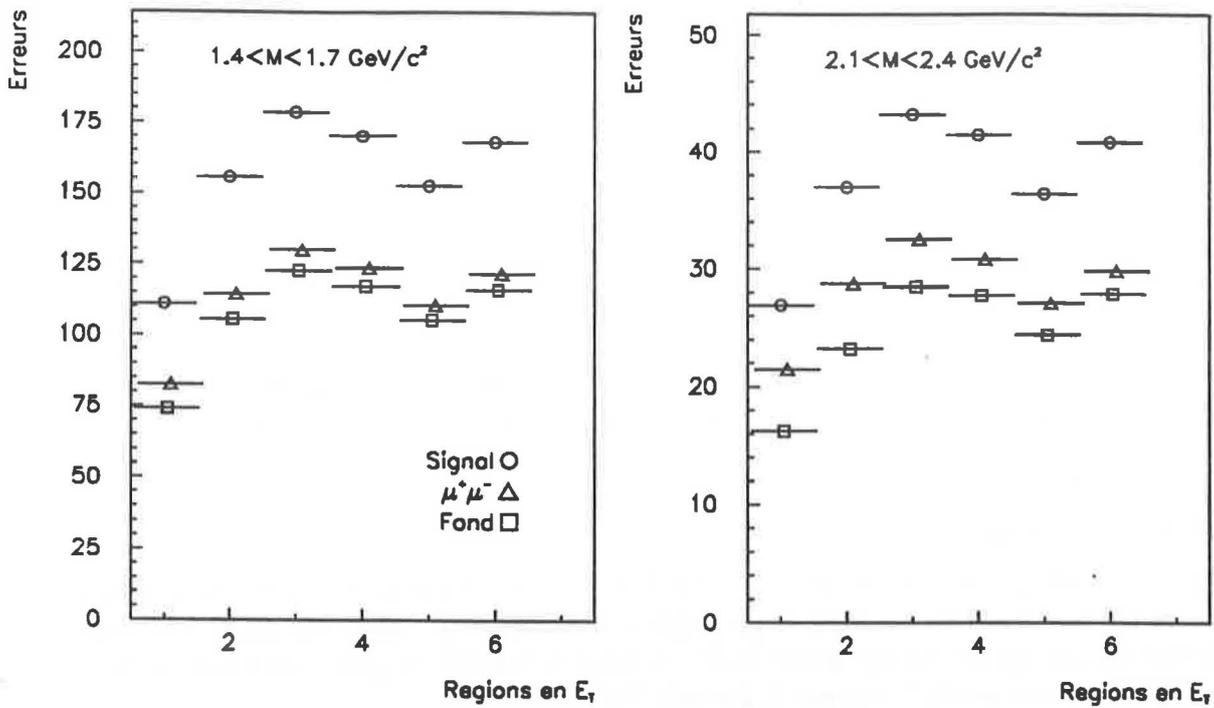


Figure 4.17: Contributions absolues à l'incertitude sur le signal quand le bruit de fond est estimé par $2\sqrt{}$, en S-U, données coupées DD-image.

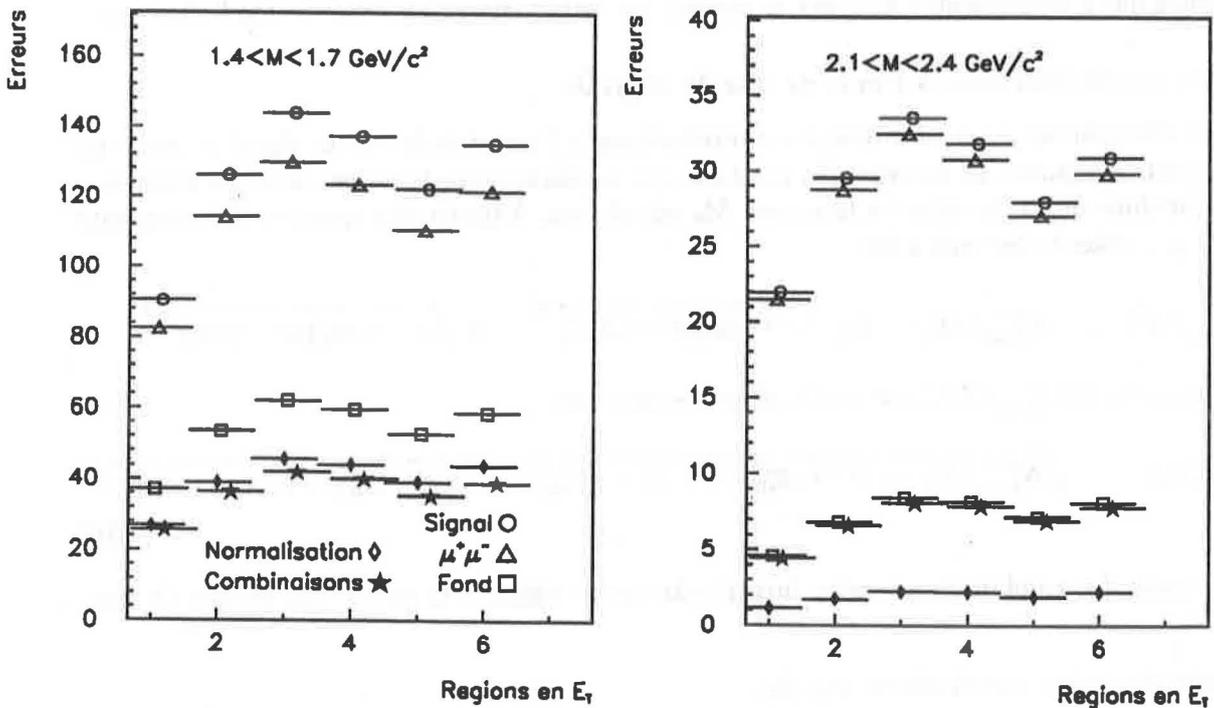


Figure 4.18: Contributions absolues à l'incertitude sur le signal par soustraction des combinaisons, en S-U. Ces résultats sont coupés DD-image afin de comparer avec la figure 4.17. Sans la coupure, la statistique totale est 2 fois plus grande, et l'incertitude liée à la normalisation s'en trouve réduite.

$$\Delta N_{signal}^{+-}(M_0) = \sqrt{\sigma_N^2 + \sigma_c^2(M_0) + N^{+-}(M_0)} \quad (4.11)$$

Ces diverses contributions sont portées, en valeur absolue, sur les figures 4.17 et 4.18 dans deux régions de masse invariante du continuum en S-U qui seront utilisées ultérieurement lors de l'analyse:

- 1.4 - 1.7 GeV/c²: Cette région se situe en deçà de 2.5 GeV/c², et reste dans la limite où les biais sur les combinaisons sont peu importants. De plus, le bruit de fond y est beaucoup plus grand que le signal (fond/signal = F/S = 9.1).
- 2.1 - 2.4 GeV/c²: Cette région est proche de la limite où les biais sur les combinaisons deviennent importants, et le bruit de fond est du même ordre de grandeur que le signal (F/S = 2.3).

Nous constatons que dans la région 1.4 - 1.7 GeV/c² où le rapport F/S est maximal, l'incertitude sur les combinaisons est inférieure à toutes les autres, et notamment, elle est négligeable devant l'incertitude sur le signal. Dans la même région, l'incertitude sur le signal obtenu par la formule 3.24 reçoit une forte contribution liée à l'erreur sur le bruit de fond. Dans la région 2.1 - 2.4 GeV/c² où le rapport F/S est plus petit, par contre, nous observons que l'incertitude sur les combinaisons devient dominante sur celle liée à la normalisation. C'est là l'effet de l'augmentation des biais sur les distributions de combinaisons dans les régions des faibles statistiques. Mais, puisque le fond est faible dans cette région, l'incertitude sur les combinaisons reste petite devant l'incertitude totale. Nous remarquons, enfin, que sa contribution reste plus faible que celle du fond estimé par l'autre méthode.

Notons, de plus, que si notre paramétrisation sursestimait, comme c'est probablement le cas, les incertitudes sur les combinaisons d'un facteur 2, cela conduirait à une diminution négligeable de 3% sur l'incertitude totale.

Corrélations sur les combinaisons.

Nous avons, précédemment, mentionné l'existence de corrélations entre les divers canaux des distributions de combinaisons. L'étude mathématique développée dans l'annexe B montre que ces corrélations entre canaux pris deux à deux, sont constantes, ce que nous n'avons pas vérifié dans nos simulations. L'existence de ces corrélations est gênante pour effectuer des ajustements de spectres de signal et nécessite l'emploi de techniques complexes. Néanmoins, notre contexte de travail permet d'écarter ces difficultés:

- Lors de nos analyses, nous ne travaillerons que sur des nombres de paires de signal intégrés, c'est à dire, résultant de la somme des contenus de plusieurs canaux. L'obtention de l'incertitude sur le bruit de fond intégré sur ces mêmes canaux résultera de la somme linéaire des incertitudes de chaque canal (se reporter à la section 4.3.4 et aux figures 4.13 et 4.14). Nous considérerons donc, implicitement, que les corrélations sont totales ce qui ne peut que surestimer l'incertitude réelle.

Cette remarque, associée au fait que l'incertitude sur les combinaisons ne représente qu'une faible contribution à l'incertitude sur le signal, nous permet de dire que la prise en compte des corrélations ne doit pas modifier significativement nos résultats.

Il ressort, de ces constatations, que la méthode des combinaisons de muons va nous permettre d'améliorer la précision sur le signal. Cela est d'autant plus vrai qu'elle nous permet de travailler sur des données non coupées image et autorise, donc, l'emploi d'une statistique deux fois plus importante qu'avec la coupure.

Nous allons maintenant, effectuer plusieurs tests de la méthode des combinaisons de muons, basés sur des considérations physiques.

4.5 Tests de la validité de la méthode.

Nous avons, déjà, mentionné que la forme des spectres de combinaisons réalisées à partir de données non coupées (coupées DD), est compatible avec celle des spectres des événements de bruit de fond dans la même classe, coupés image (coupés DD-image) (Voir figure 4.6). Il est intéressant de vérifier d'autres critères.

4.5.1 Rapport N^{++}/N^{--} .

Un des objectifs de la méthode des combinaisons de muons est de s'affranchir de la régularisation des acceptances des paires convergentes et des paires divergentes. Si nos hypothèses de travail sont correctes en ce qui concerne les combinaisons $\mu^+\mu^-$, elles doivent l'être encore pour les combinaisons $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$. Nous allons le vérifier au travers du rapport N^{++}/N^{--} du nombre de paires $\mu^+\mu^+$ sur le nombre de paires $\mu^-\mu^-$, qui permet de visualiser les disparités d'acceptance entre les paires convergentes et les paires divergentes.

Dans le chapitre précédent, nous avons montré, sur des données non coupées, que ce rapport présente des comportements très différents selon le signe du champ magnétique (Figure 3.3). C'est encore plus vrai pour les données coupées DD (Figure 4.19). Le rapport des spectres de combi-

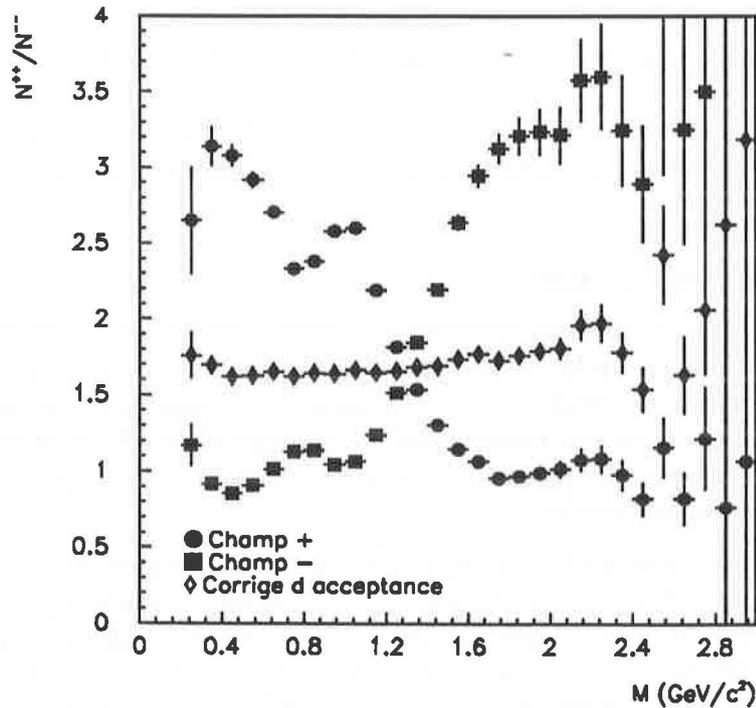


Figure 4.19: Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de la masse invariante, en S-U (données coupées DD).

naisons $\mu^+\mu^+$ sur les combinaisons $\mu^-\mu^-$ doit, donc, présenter les mêmes disparités. Pour effectuer la comparaison, nous normalisons les spectres de combinaisons $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ aux nombres correspondant N^{++} et N^{--} d'évènements dans nos données. Les spectres résultant (figure 4.20) montrent que les rapports N^{++}/N^{--} obtenus à partir des combinaisons présentent un comportement très voisin de celui des données.

Nous avons donc une confirmation indirecte du fait que les distributions cinématiques des muons simples extraits des dimuons mesurés reflètent les vraies distributions cinématiques des muons isolés. Nous en concluons que la méthode des combinaisons de muons permet bien de s'affranchir de la régularisation d'acceptance selon le type de convergence des dimuons.

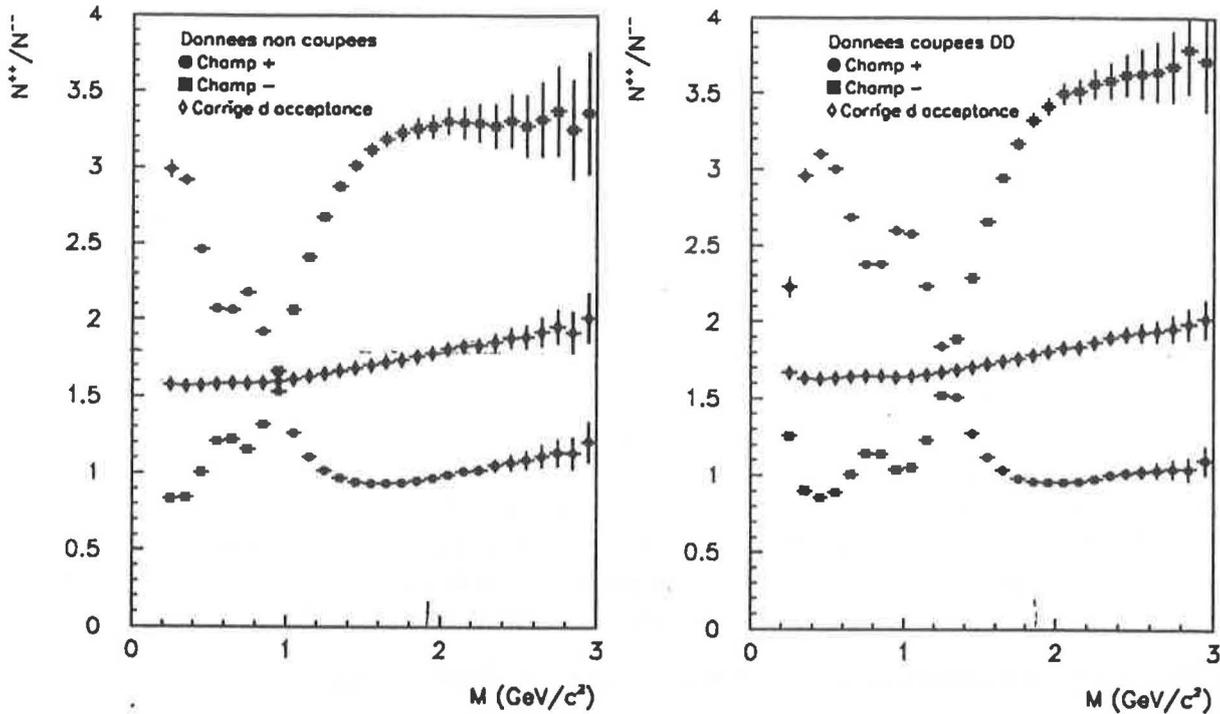


Figure 4.20: Rapport des combinaisons N^{++}/N^{--} en fonction de la masse invariante, en S-U. La normalisation des ces spectres est fixée à celle des données brutes.

Nous constatons que le rapport N^{++}/N^{--} corrigé d'acceptance présente un comportement compatible selon que l'on applique, ou non, la coupure DD. Le rapport reste constant autour de la valeur 1.6 - 1.65 jusqu'à $1 \text{ GeV}/c^2$ puis croît lentement jusqu'à la valeur 2 à la masse de $3 \text{ GeV}/c^2$. Le fait que ce rapport soit très supérieur à l'unité provient de la réaction $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ qui n'a pas de contrepartie pour produire des K^- . Tenant compte du fait que, dans notre appareillage, la probabilité qu'un K se désintègre en donnant un muon est environ quatre fois plus grande que celle d'un π , des simulations [GOR88,SON87] ont montré que l'évolution du rapport N^{++}/N^{--} observée est reproduite lorsque les taux de production relatifs des kaons et des pions sont ajustés aux valeurs mesurées dans d'autres expériences [ANT79]:

$$\frac{K^+}{\pi^+} = 0.23 \pm 0.02 \quad (0.39 \pm 0.02) \quad \text{pour } p_T = 0.77 \quad (1.54) \text{ GeV}/c$$

$$\frac{K^-}{\pi^-} = 0.15 \pm 0.015 \quad (0.20 \pm 0.01) \quad \text{pour } p_T = 0.77 \quad (1.54) \text{ GeV}/c$$

La forme physique du rapport N^{++}/N^{--} tirée des combinaisons est plus satisfaisante que celle obtenue à partir des données (figure 4.19) pour laquelle de grandes fluctuations apparaissent au delà de $2 \text{ GeV}/c^2$. De nouveau, cette observation indique que le bruit de fond obtenu à partir des combinaisons est plus proche du fond physique que le bruit de fond extrait directement des données.

Illustration des problèmes de régularisation d'acceptance.

Nous venons de voir que, dans les données S-U coupées DD, les rapports N^{++}/N^{--} présentent de fortes variations dans la région de masse $1.2 - 1.8 \text{ GeV}/c^2$, qui traduisent les différences d'acceptance des paires convergentes et divergentes. Il en résulte une forte sous évaluation du bruit de fond dans cette région (Figure 4.21). Par application de la coupure image, les acceptances se régularisent, et

l'estimation du bruit de fond donnée par la formule $2\sqrt{N^{++}N^{--}}$ devient beaucoup plus proche de celle donnée par la méthode des combinaisons de muons (Figure 4.22). Rappelons toutefois, que cette dernière permet de conserver toute la statistique, de réduire les incertitudes sur le signal et qu'elle donne accès à un plus grand domaine cinématique.

4.5.2 Indépendance du signal avec la cible d'interaction.

Nous voulons vérifier que notre signal ne dépend pas de la cible d'interaction. Nous savons que ce n'est pas le cas pour notre bruit de fond. En effet, plus l'interaction se produit loin des absorbeurs, plus les hadrons ont de temps pour se désintégrer. Il en résulte que notre rapport signal sur fond dépend de la cible regardée. Ainsi, une mauvaise estimation du bruit de fond conduirait à l'observation d'une dépendance du signal avec la position de la cible.

Pour réaliser cette étude, nous calculons, cible par cible, le nombre d'événements de signal dans la région de masse invariante $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c^2$ où nous sommes le plus sensible aux problèmes d'acceptance, que nous normalisons au nombre d'événements dans la bande de masse $2.7 - 3.5 \text{ GeV}/c^2$. Cette dernière correspond à la région du J/ψ dans laquelle le bruit de fond est négligeable par rapport au signal ($\leq 5\%$). Nous portons, ensuite, ce rapport en fonction de la position de la cible. Tout ceci est réalisé pour deux types d'estimation du bruit de fond:

1. Estimation par la formule 3.23: $N_{fond}^{+-}(M_0) = 2\sqrt{N^{++}(M_0)N^{--}(M_0)}$
2. Estimation à partir de la méthode des combinaisons.

La figure 4.23 qui présente ces résultats, est obtenue sur les données S-U non coupées et coupées DD.

Nous constatons, sur les données non coupées, que le signal résultant de l'estimation du bruit de fond par la formule 3.23 est légèrement plus important que celui obtenu par soustraction des combinaisons, ce qui se reflète sur les valeurs intégrées portées en position 25 sur les figures. Par ailleurs, les combinaisons réduisent les fluctuations du signal. La première observation est l'illustration de la non validité de la formule 3.23 lorsque les acceptances des dimuons convergents et divergents ne sont pas régularisées (les effets des faibles statistiques étant négligeables dans la région $1.2 - 1.4 \text{ GeV}/c^2$). Quand à la seconde observation, elle traduit le fait que les combinaisons produisent un lissage de notre bruit de fond.

Les données coupées DD, présentent une grande différence de comportement selon la technique de soustraction du bruit de fond. Nous remarquons que la forte dépendance observée pour le signal obtenu par la formule 3.23 est atténuée par les combinaisons. Si elle ne disparaît pas complètement, nous verrons que cela provient, peut être, d'une différence inexplicée, spécifique au système S-U, dans la forme du signal selon le signe du champ magnétique. Signalons que cette dépendance avec la position de la cible disparaît pour les autres systèmes (Voir O-U sur la figure 4.24).

En conclusion de cette section, nous constatons que la méthode des combinaisons laisse la forme du signal invariante en fonction de la cible d'interaction.

4.6 Indépendance du signal avec le signe du champ magnétique.

De nouveau, il s'agit de vérifier que le signal déterminé à l'aide des combinaisons est indépendant des caractéristiques de notre appareillage, et en particulier, ici, du signe du champ magnétique.

Cette étude consiste à effectuer le rapport des nombres de dimuons de signal obtenus pour un signe du champ magnétique et son opposé, normalisés aux nombres totaux correspondant de paires $\mu^+\mu^-$ mesurées et ce, dans diverses régions de masse invariante choisies arbitrairement. La normalisation nous permet de nous affranchir des différences de durée de prise de données entre les deux signes du champ magnétique.

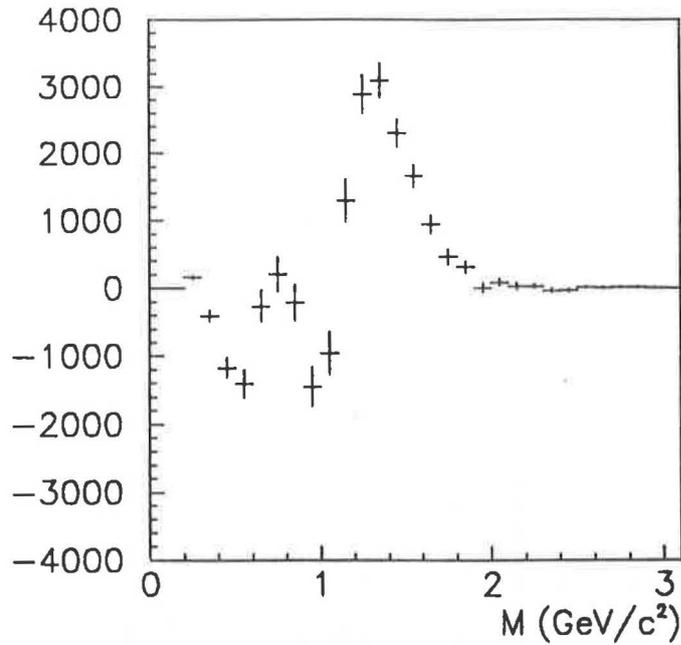


Figure 4.21: Différence entre le bruit de fond estimé par la méthode des combinaisons de muons et l'estimation donnée par la formule 3.23) sur les données S-U coupées DD. Nous remarquons que dans la région de masse 1.2 - 1.8 GeV/c^2 , la formule $2\sqrt{N^{++}N^{--}}$ sous estime fortement le bruit de fond en comparaison des combinaisons.

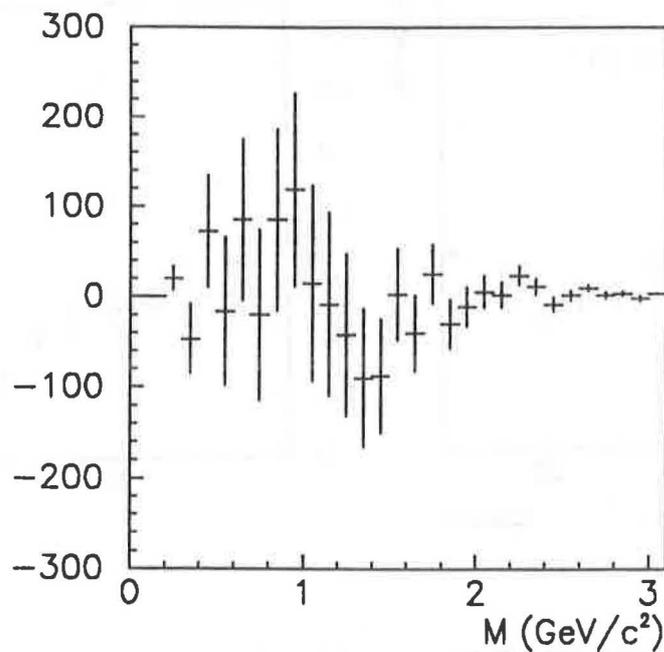


Figure 4.22: Différence entre le bruit de fond estimé par la méthode des combinaisons de muons et l'estimation donnée par la formule 3.23) sur les données S-U coupées image. Les écarts entre les deux méthodes sont beaucoup plus faibles que sur la figure ci-dessus en raison de la régularisation d'acceptance opérée par la coupure image

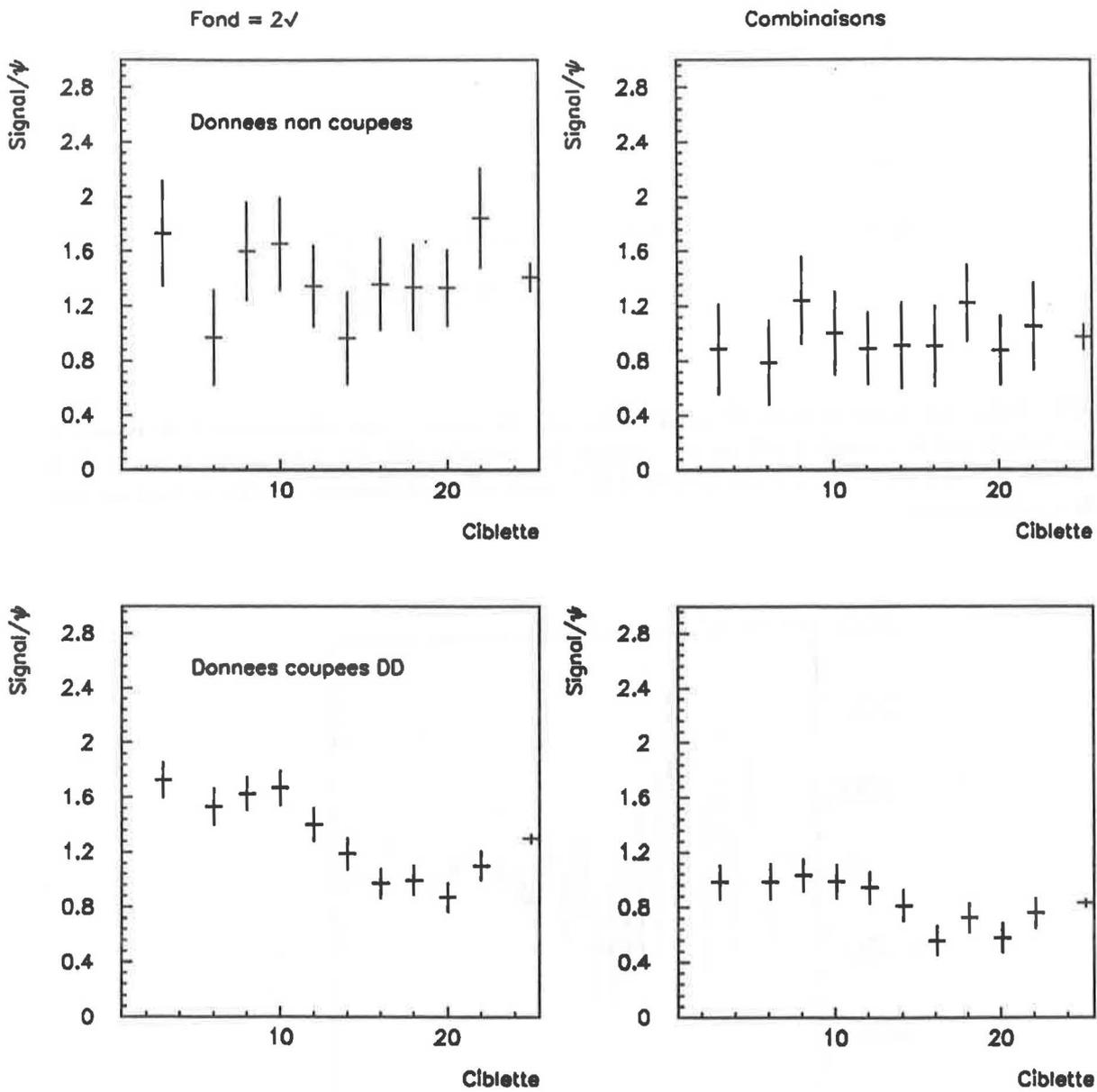


Figure 4.23: S-U. Signal normalisé à la région du J/ψ en fonction de la ciblette, estimé par la formule 3.23 et par la méthode des combinaisons. Le point figurant à la position 25 est la valeur intégrée du rapport sur toutes les ciblettes.

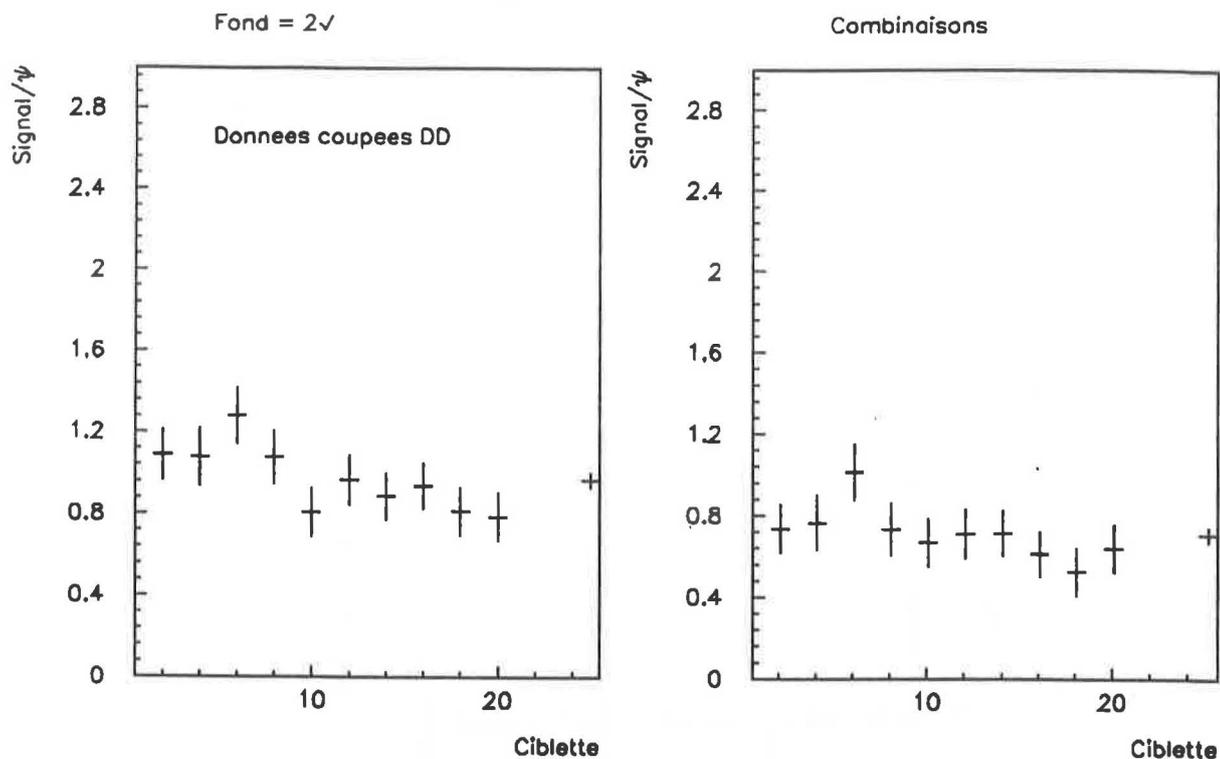


Figure 4.24: O-U. Signal normalisé à la région du J/ψ en fonction de la ciblette, estimé par la formule 3.23 et par la méthode des combinaisons.

La figure 4.26 montre que ce rapport, en O-U, est parfaitement compatible avec 1. quelle que soit la région de masse considérée, ce qui traduit une parfaite indépendance du signal avec le signe du champ magnétique. Il en est de même pour tous les autres systèmes projectile-cible, à l'exception du système S-U. En effet, sur la figure 4.25, nous observons, une importante fluctuation du rapport localisée dans la région de masse située au-dessus de $1.7 \text{ GeV}/c^2$, et surtout entre 1.7 et $2.1 \text{ GeV}/c^2$. Cette observation reste inexplicée aujourd'hui. Nous verrons que cet effet aura des conséquences lors de nos analyses.

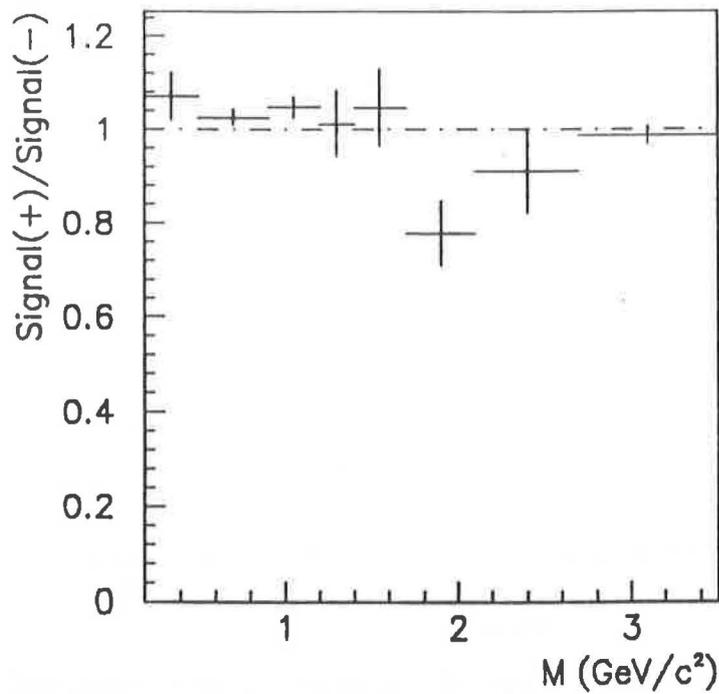


Figure 4.25: Rapport du signal en champ (+) sur le signal en champ (-) en S-U.

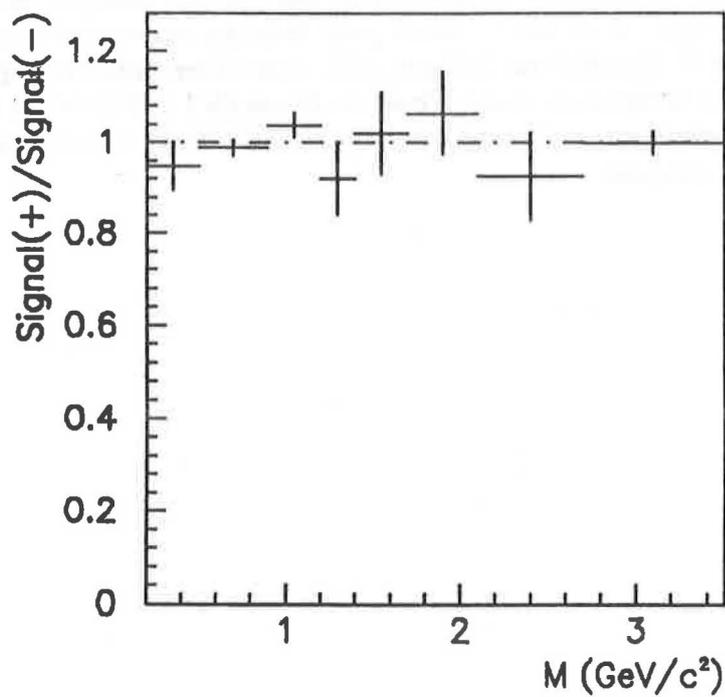


Figure 4.26: Rapport du signal en champ (+) sur le signal en champ (-) en O-U.

4.7 Conclusions sur la méthode des combinaisons de muons.

Nous avons développé une méthode d'estimation du bruit de fond basée sur deux hypothèses d'ordre physique et expérimental:

1. Deux muons de même signe mesurés simultanément dans l'appareillage ne sont pas corrélés
2. L'appareillage n'introduit pas de biais cinématique sur les distributions des muons simples, provenant de dimuons $\mu^+\mu^+$ ou $\mu^-\mu^-$.

Des simulations ont permis de paramétrer l'incertitude affectée à chaque canal d'une distribution de combinaisons. Les incertitudes résultantes s'avèrent être négligeables devant celles obtenues par les méthodes d'estimation du bruit de fond précédemment développées au chapitre 3.

Par ailleurs, la méthode des combinaisons de muons s'affranchit des problèmes d'acceptance des dimuons, ainsi que des problèmes liés aux régions de faible statistique. En conséquence, elle permet d'éviter l'usage de la coupure image et nous autorise à effectuer nos analyses sur l'ensemble de la statistique accumulée, et dans un domaine cinématique plus étendu.

Ces analyses vont, maintenant, être développées dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Analyse des données et résultats.

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 1, nous allons tenter d'apporter une réponse aux nombreuses questions fondamentales encore en suspens. Ce chapitre est consacré à l'étude de la production du J/ψ . Nous avons vu, lors du chapitre d'introduction, que la suppression du J/ψ dans les collisions d'ions lourds avait été proposée comme une signature non ambiguë de l'existence du plasma. Néanmoins, après l'apparition des premiers résultats de l'expérience NA38 [BAG91,ABR89], d'autres modèles combinant les interactions dans l'état initial et dans l'état final ont tenté de rendre compte de cette suppression.

La question primordiale est donc de savoir si nos données nous permettent de distinguer entre les modèles de type plasma et les modèles que nous appellerons "classiques". Pour essayer d'y répondre, il est intéressant de comparer la production du J/ψ entre les réactions proton-noyau, pour lesquelles les conditions de formation du plasma ne sont pas atteintes, et les réactions noyau-noyau.

Par ailleurs, nous n'avons pas mesuré les sections efficaces de production du J/ψ dans les diverses réactions noyau-noyau dont nous disposons. Il faut donc avoir un mécanisme de référence bien connu auquel nous comparions la production du J/ψ . Nous avons utilisé pour cela, la production de dimuons dans le continuum. Cette production résulte d'une superposition de plusieurs mécanismes dont la contribution majeure provient des paires de Drell-Yan. Nous étudierons donc, le continuum pour valider sa qualité de référence.

5.1 Traitement des données.

5.1.1 Sélection des événements.

Les critères de sélection des événements sont décrits en détail dans les références [ALI88,CAS89] [CHA88,SIN88,STA89]. Nous en rappelons, ici, les grandes lignes.

La première étape consiste en une reconstruction des traces individuelles réalisée par combinaison des informations en provenance des huit chambres à fils. Nous calculons, alors, les trois composantes de l'impulsion de chaque trace, puis, celles ci sont corrigées de la diffusion multiple dans les absorbeurs. A ce stade, toute trace traversant un secteur de fer de l'aimant est rejetée.

Dans la suite, nous ne sélectionnons que les événements présentant deux traces, et deux seulement. Des contraintes géométriques sont appliquées sur chaque trace: les grandeurs suivantes

- La distance entre les traces, dans le plan de déflexion de l'aimant.
- La différence d'angle azimutal entre la trace avant et après l'aimant.
- La distance entre l'axe du faisceau et le prolongement de la trace avant dans le plan de la cible d'interaction.

doivent être comprises dans un intervalle déterminé. Ces critères de sélection ont pour but d'éliminer les traces de petite impulsion dont les caractéristiques sont très détériorées par la diffusion multiple dans les absorbeurs.

Le calcul des variables cinématiques d'une paire de traces est, ensuite, effectué en considérant que la position du vertex se situe dans la cible identifiée par l'algorithme cible. Cette reconnaissance est, également, indispensable au calcul de l'énergie transverse puisque le domaine en pseudorapidité du calorimètre, de par sa proximité avec la cible active, dépend fortement du lieu de l'interaction. Cette constatation conduit à ne conserver que les événements pour lesquels l'algorithme a pu identifier une cible d'interaction.

La dernière sélection majeure consiste en une réjection des événements présentant de l'empilement d'interaction dans la fenêtre d'analyse, et ce afin de préserver l'information "énergie transverse" fournie par le calorimètre électromagnétique. En pratique, nous avons rejeté les événements avec plus d'un ion incident dans cette même fenêtre. Notons, au passage, que cette sélection ne sera pas employée sur les données proton-noyau, car nous ne nous intéresserons qu'aux grandeurs intégrées sur l'énergie transverse.

Enfin, nous réalisons une sélection spécifique des réactions proton-noyau selon la nature du projectile. En effet, lors des prises de données en faisceau de protons, nous avons travaillé sur un faisceau secondaire constitué, environ, de 65% de protons et de 35% de π^+ . La réjection des pions incidents est réalisée grâce aux détecteurs Cerenkov à gaz décrits dans le chapitre consacré à l'appareillage. Notons que le système p-U a été étudié en deux prises de données successives en 1987 et 1988 respectivement.

Les statistiques pour chaque système projectile-cible, après l'ensemble de ces sélections, sont présentées dans la table 5.1.

	Toutes masses		Continuum 1.4 - 2.4 GeV/c ²		J/ψ	
	$\mu^+\mu^-$	m.s.	$\mu^+\mu^-$	m.s.	$\mu^+\mu^-$	m.s.
p-Cu	33311	5630	2954	1051	3350	2
p-U (1987)	65457	9559	5824	1791	6711	2
p-U (1988)	29541	4979	2748	930	2901	4
O-Cu	79935	41021	15079	10230	5390	40
O-U	231909	160406	33011	26492	6289	88
S-U	707270	561074	110994	97670	12038	330

Table 5.1: Statistiques pour les divers systèmes après la sélection des événements. L'abréviation m.s. signifie paires de même signe ($\mu^+\mu^+ + \mu^-\mu^-$).

5.1.2 Soustraction du bruit de fond.

Dans toute la suite, nous travaillerons sur des spectres de signal obtenus par soustraction du bruit de fond estimé par la méthode des combinaisons de muons décrite au chapitre 4.

Nous allons préciser un point important concernant les incertitudes sur les combinaisons. Tous nos spectres de combinaisons, en fonction de la masse invariante, ont été réalisés avec des canaux de largeurs 0.1 GeV/c². Lors de nos analyses, nous serons amenés à travailler sur des nombres de dimuons sommés sur plusieurs de ces canaux. Dans ce cas, l'incertitude sur le bruit de fond résulte de la somme linéaire (par opposition à quadratique) des incertitudes associées à chaque canal. Cette sommation s'explique par les observations données par les figures 4.13 et 4.14) (se reporter à la section 4.3.4).

Enfin, nous avons mentionné que l'expression $2\sqrt{\dots}$, qui permet la normalisation des spectres de combinaisons, doit être modifiée pour les réactions proton-noyau. En p-U, l'application d'un

facteur correctif, déterminé par simulation, conduit à (voir la section 3.2.2):

$$\text{p-U: } N_{fond}^{+-} = 2.5 \sqrt{N_M^{++} N_M^{--}} \quad (5.1)$$

Pour le système p-Cu, nous avons effectué une estimation grossière de ce facteur correctif d'après les formules de la section 3.2.2 qui conduit à:

$$\text{p-Cu: } N_{fond}^{+-} = 2.8 \sqrt{N_M^{++} N_M^{--}} \quad (5.2)$$

Nous verrons que l'usage d'un facteur 2.5 ou 2.8 en p-Cu ne modifie pas significativement nos conclusions car le bruit de fond n'est pas très important dans les réactions proton-noyau.

5.1.3 Corrections des données.

Avant l'analyse proprement dite, nous procédons à trois corrections sur les données, reliées à l'énergie transverse, à l'efficacité de la cible active et à la coupure CD spécifique du système O-Cu.

L'énergie transverse.

Le calorimètre a été conçu pour mesurer le flux d'énergie neutre transverse (π^0 et γ) émise dans chaque collision. Néanmoins, une fraction de l'énergie collectée provient de l'interaction des particules chargées. Cette fraction a été déterminée par des simulations d'où il ressort que 20% environ de l'énergie mesurée par le calorimètre provient de particules chargées [NA38N].

Les spectres en énergie transverse neutre de chaque système sont présentés sur la figure 5.1. Pour les besoins de nos analyses ultérieures, nous y avons porté les limites de diverses régions d'énergie transverses choisies de telle sorte que les erreurs relatives sur le signal (J/ψ et continuum) soient du même ordre de grandeur dans chaque région. Les valeurs de ces limites, ainsi que l'énergie transverse moyenne dans chaque région ont été portées dans la table 5.2.

Nous avons situé, sur les spectres d'énergie transverse des réactions O-Cu, O-U et S-U, la valeur de l'énergie transverse, déterminée d'après la référence [BAG90], pour laquelle le paramètre d'impact de la collision est nul. Au delà de cette région dite du *genou*, si nous négligeons la déformation des noyaux, le nombre de nucléons participant à la collision est constant et maximal. L'obtention des énergies transverses plus grandes que la valeur au genou résulte, donc, de fluctuations sur l'énergie emportée par chaque méson ainsi que sur le nombre de mésons produits dans chaque collision nucléon nucléon. En toute rigueur, le fait que le noyau d'uranium ne soit pas sphérique, mais ellipsoïdal ($\simeq 30\%$ de différence entre le grand axe et le petit axe), permet également d'atteindre des énergies plus élevées. La région au delà du genou présente un intérêt de premier ordre pour tenter de discriminer entre les modèles classiques et les modèles de plasma sur la suppression du J/ψ , comme nous le verrons plus loin.

Efficacité de la cible active.

La majeure partie de nos analyses sont menées en fonction de l'énergie transverse neutre. Or, les efficacités de la cible active et de l'algorithme de reconnaissance associé, qui interviennent dans la sélection des événements, évoluent avec E_T^0 . Nos analyses en fonction de l'énergie transverse doivent, donc, être corrigées de cette dépendance. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le principe de la cible active repose sur la détection des particules émises par le noyau cible (mésons et nucléons évaporés), et l'algorithme s'appuie sur les énergies collectées par chaque scintillateur. Pour de faibles nombres de particules, ces énergies présentent de grandes fluctuations, et l'algorithme de reconnaissance devient inefficace. Ceci est illustré par les courbes d'efficacité de la figure 5.2.

La correction d'efficacité cible est appliquée, de façon indépendante, sur le nombre de J/ψ et le nombre de continuum, et ce, dans chaque région d'énergie transverse. La raison en est que les

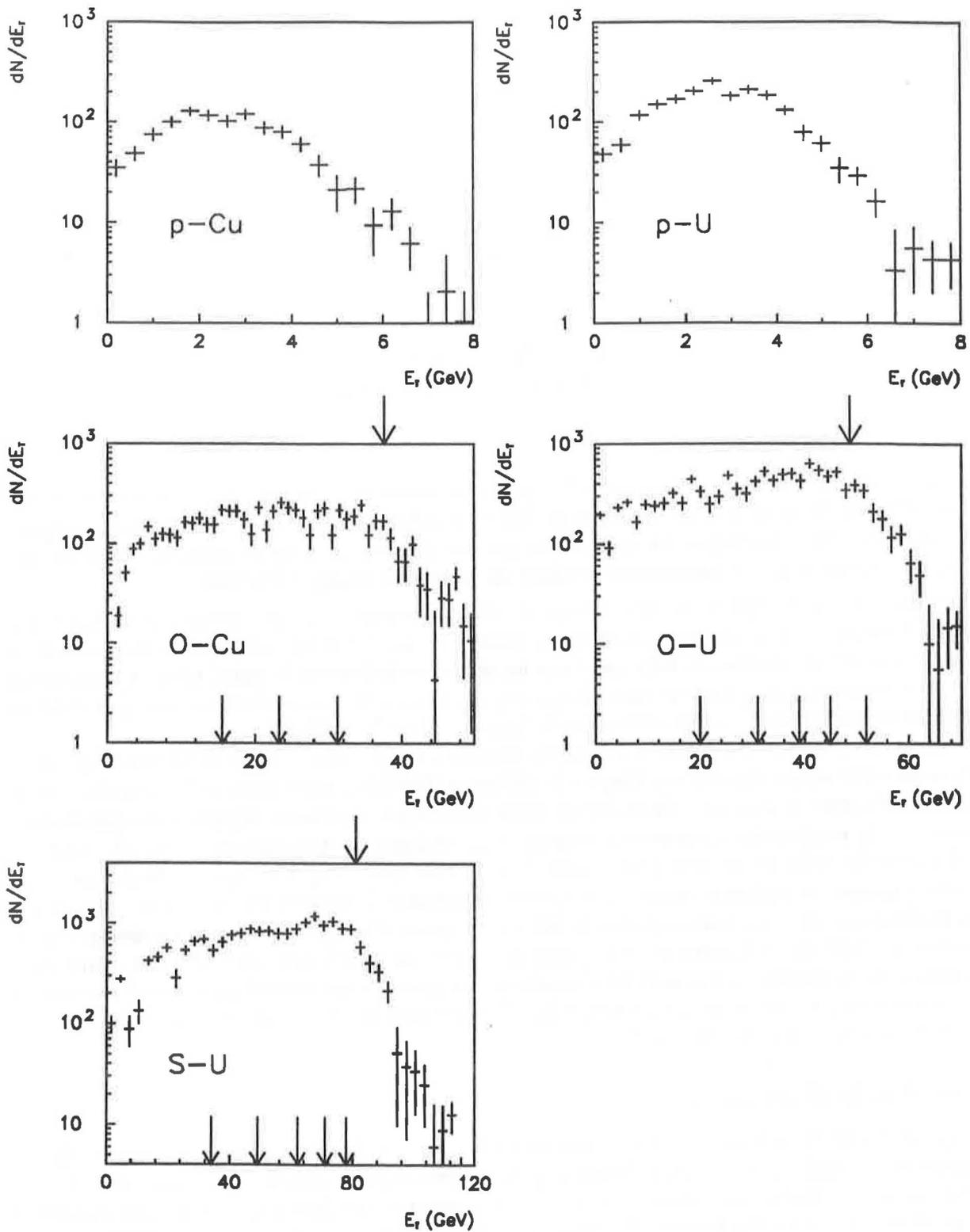


Figure 5.1: Spectres d'énergie transverse neutre pour chaque système et choix des régions utilisées dans l'analyse. Les flèches, au haut des figures, signalent la région du *genou* à partir de laquelle le paramètre d'impact de la collision est nul.

Système	Région n°	Bornes en E_T^0 (GeV)	$\langle E_T^0 \rangle$ (GeV)
O-Cu	1	0.1 - 15.6	10.9
	2	15.6 - 23.2	19.4
	3	23.2 - 31.2	27.1
	4	> 31.2	37.8
O-U	1	0.1 - 20	10.0
	2	20 - 31	25.6
	3	31 - 39	34.9
	4	39 - 45	42.0
	5	45 - 52	48.2
	6	> 52	56.1
S-U	1	0.1 - 34.	24.6
	2	34 - 49	41.9
	3	49 - 62	55.6
	4	62 - 71	66.6
	5	71 - 78	74.3
	6	> 78	85.0

Table 5.2: Bornes et valeurs moyennes des régions en énergie transverse pour les systèmes noyau-noyau dans la région de masse du continuum ($1.4 - 2.4 \text{ GeV}/c^2$).

formes des spectres en énergie transverse du J/ψ et du continuum différent vers les basses E_T^0 , comme le montre l'analyse détaillée de la référence [BAG90].

Nous repérons, pour chaque événement, les caractéristiques suivantes:

- La région de masse de valeur moyenne \bar{M} (J/ψ ou continuum).
- La région en énergie transverse (E_T^{min}, E_T^{max}) de valeur moyenne \bar{E}_T .
- L'efficacité cible $\varepsilon_{cib.}$.

Nous en déduisons l'efficacité cible moyenne pour un couple (\bar{M}, \bar{E}_T):

$$\langle \varepsilon_{cib}(\bar{M}, \bar{E}_T) \rangle = \frac{1}{\sum_{E_T=E_T^{min}}^{E_T=E_T^{max}} N_{signal}(\bar{M}, E_T)} \sum_{E_T=E_T^{min}}^{E_T=E_T^{max}} \varepsilon_{cib}(E_T) N_{signal}(\bar{M}, E_T) \quad (5.3)$$

Les efficacités cible moyennes sont indiquées dans la table 5.3 pour tous les systèmes. Il apparaît, clairement, que ces efficacités dépendent peu de la région de masse. L'influence de la correction sur le rapport ψ/C sera donc négligeable.

Correction des données O-Cu.

Nous avons signalé que l'usage de la coupure CD est spécifique au système O-Cu. Ce type de coupure sur les combinaisons d'impulsions des muons individuels a pour effet de modifier l'acceptance des dimuons, au même titre que la coupure DD. Afin d'homogénéiser les conditions d'analyse de chaque système, nous avons recours à une correction d'acceptance, applicable sur les données O-Cu, afin de restaurer une acceptance semblable à celle produite par la coupure DD. Une autre solution pourrait être adoptée, qui consiste à appliquer la coupure CD sur l'ensemble des systèmes. Il en résulterait, par rapport aux données coupées DD, une réduction de la statistique de 6% dans le continuum ($1.4 - 2.4 \text{ GeV}/c^2$), ce qui paraît acceptable, mais surtout, une réduction de 55% toutes

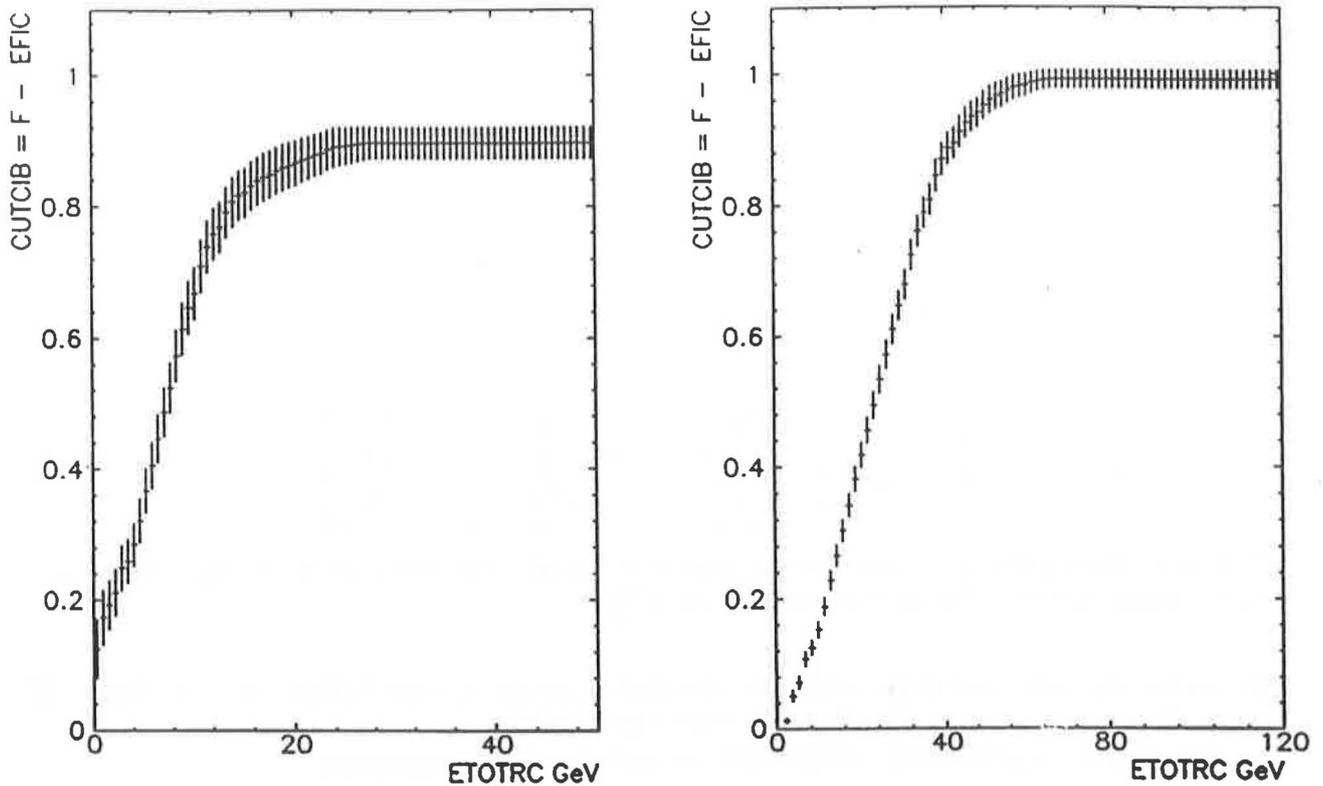


Figure 5.2: Efficacité de l'algorithme cible en O-Cu (à gauche) et en S-U (à droite).

masses confondues. Cette grande perte de statistique se répercuterait par une augmentation de l'incertitude sur la normalisation du bruit de fond estimé avec la méthode des combinaisons d'un facteur de l'ordre de 1.6. Cette solution est donc rejetée dans la mesure où nous souhaitons obtenir la meilleure précision possible sur nos résultats.

Cette correction d'acceptance CD est effectuée par comparaison des données O-Cu avec les données O-U, car ces deux systèmes ont été étudiés dans les mêmes conditions de prise de données (même configuration des absorbeurs.) Le principe de cette correction est de supposer que la répartition des couples de marqueur d'impulsion transverse est identique, dans le signal, pour les deux systèmes. Ainsi, la proportion β_{CD}^{O-U} d'événements marqués CD en O-U, dans la bande de masse du J/ψ ou celle(s) du continuum, est considérée comme étant la proportion manquante dans les données O-Cu. Les facteurs correctifs γ_{CD} ont été déterminés en effectuant le rapport, dans chaque bande de masse, du nombre de paires de signal après la coupure DD, à ce même nombre après la coupure CD, en O-U (le signal étant déterminé à l'aide de la méthode des combinaisons de muons).

$$\gamma_{CD} = \frac{N_{\text{signal DD}}^{O-U}}{N_{\text{signal CD}}^{O-U}} \quad (5.4)$$

Système	Région en E_T^0	Région de masse (GeV/c^2)				
		1.4 - 2.4	1.4 - 1.7	1.7 - 2.1	2.1 - 2.4	2.7 - 3.5
p-U 1987	Toutes E_T^0	0.89	0.89	0.90	0.90	0.90
p-U 1988	Toutes E_T^0	0.88	0.88	0.88	0.89	0.88
O-Cu	1	0.69	0.68	0.71	0.68	0.69
	2	0.86	0.86	0.87	0.86	0.86
	3	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90
	4	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90
	Toutes E_T^0	0.84	0.84	0.85	0.84	0.84
O-U	1	0.53	0.53	0.54	0.50	0.52
	2	0.87	0.87	0.87	0.87	0.87
	3	0.97	0.97	0.97	0.97	0.97
	4	0.98	0.98	0.98	0.98	0.98
	5	0.98	0.98	0.98	0.98	0.98
	Toutes E_T^0	0.89	0.90	0.89	0.88	0.87
S-U	1	0.57	0.57	0.56	0.51	0.54
	2	0.89	0.89	0.89	0.89	0.88
	3	0.97	0.97	0.97	0.97	0.97
	4	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99
	5	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99
	Toutes E_T^0	0.92	0.92	0.91	0.89	0.87

Table 5.3: Efficacités de la cible active. Les incertitudes sur ces efficacités varient entre 0.1 et 1%. Nous ne les avons pas fait figurer afin d'alléger la lecture de cette table.

Comme l'indiquent les résultats portés dans la table 5.4, γ_{CD} est essentiellement indépendant de l'énergie transverse dans la limite des grandes erreurs que nous avons, et nous appliquerons les facteurs obtenus en intégrant sur l'énergie transverse.

Nous constatons, de plus, que cette correction n'est significative que dans la région des petites masses comme nous le suggérait la table 2.1. Les régions de masse indiquées dans cette table sont celles que nous utiliserons dans la suite de nos analyses. Enfin, il apparait que certains facteurs correctifs sont inférieurs à 1. A priori, ce résultat est en contradiction avec le fait que, par définition, la coupure CD coupe des événements dans les données O-Cu relativement à O-U. Néanmoins, l'explication naturelle des valeurs inférieures à l'unité vient du fait que l'application de la coupure CD, comme de toute autre coupure, entraîne des fluctuations statistiques sur les proportions respectives de paires $\mu^+\mu^-$ et de paires de même signe dans les données qui se répercutent sous forme de fluctuations sur le signal et le bruit de fond. D'ailleurs, nous vérifions, sur la table 5.4, que ces valeurs sont compatibles avec l'unité dans les erreurs. Nous appliquerons ces corrections sur tous les résultats concernant le système O-Cu. Remarquons que les erreurs sur cette correction, de l'ordre de 5 à 10%, réduiront la précision de nos résultats sur le système O-Cu.

5.2 Méthode d'analyse.

Dans la prochaine section, nous allons étudier les comportements relatifs du J/ψ et du continuum pour l'ensemble des systèmes projectile-cible. Après un bref rappel de la technique d'analyse utilisée jusqu'à présent [BAG91, ABR89, BAG91-2] nous détaillerons une méthode, dérivée de la précédente,

Région en E_T^0 .	Bande de masse (GeV/c^2).			
	1.4 - 2.4	1.4 - 1.7	1.7 - 2.1	2.1 - 2.4
1	1.11 ± 0.09	1.18 ± 0.14	1.07 ± 0.12	0.94 ± 0.17
2	1.05 ± 0.10	1.07 ± 0.14	1.00 ± 0.12	1.06 ± 0.18
3	1.09 ± 0.10	1.21 ± 0.16	0.97 ± 0.12	0.94 ± 0.17
4	1.04 ± 0.12	1.16 ± 0.17	0.91 ± 0.15	0.90 ± 0.19
5	1.08 ± 0.13	1.06 ± 0.17	1.08 ± 0.19	1.17 ± 0.25
6	0.98 ± 0.14	1.04 ± 0.22	0.92 ± 0.16	0.96 ± 0.23
Toutes E_T^0	1.06 ± 0.05	1.13 ± 0.07	1.00 ± 0.06	1.00 ± 0.08

Table 5.4: Facteurs de correction d'acceptance CD en fonction de diverses bandes de masse.

qui permet une amélioration de la précision de nos mesures.

5.2.1 Objectifs et conditions.

Nous cherchons à estimer le rapport du nombre de J/ψ , mesuré dans son mode de désintégration $\mu^+\mu^-$, au nombre de dimuons du continuum, et ce dans diverses régions d'énergie transverse. Ce rapport sera appelé, dans la suite, le rapport " ψ/C ".

Essentiellement dominé par le mécanisme de Drell-Yan ($q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$), la production des dimuons du continuum s'effectue dans des collisions individuelles nucleon-nucleon. Par ailleurs, le milieu nucléaire est transparent pour les photons virtuels qui ne subissent pas l'interaction forte. Et donc, en préalable à cette étude, nous supposons que le comportement du continuum est indépendant de l'énergie transverse, ou d'un quelconque phénomène d'ordre collectif. Cette hypothèse, qui sera vérifiée a posteriori, nous conduit à considérer la production des dimuons du continuum comme mécanisme de référence.

5.2.2 Détermination du ψ/C par la méthode d'ajustement.

Cette méthode, qui a donné lieu aux publications citées au début de cette section, a été employée sur des données coupées image et pour lesquelles le bruit de fond a été estimé par la formule 3.23 explicitée dans le chapitre 3. Elle consiste en un ajustement du spectre de signal, pour des masses supérieures à $1.7 GeV/c^2$, sur la base des trois composantes suivantes (figure 5.3):

- Le continuum est décrit selon une paramétrisation supposée connue a priori:

$$\frac{dN_{cont.}}{dM} = C_{cont.} \frac{1}{M^3} e^{-\frac{M}{M_0}} \quad (5.5)$$

où le paramètre M_0 traduit la "pente" du spectre de masse invariante.

- Le J/ψ est décrit à l'aide d'une gaussienne:

$$\frac{dN_{J/\psi}}{dM} = C_{J/\psi} \exp \left[-\frac{(M - M_{J/\psi})^2}{2\sigma_{J/\psi}^2} \right] \quad (5.6)$$

- De même pour le ψ' :

$$\frac{dN_{\psi'}}{dM} = C_{\psi'} \exp \left[-\frac{(M - M_{\psi'})^2}{2\sigma_{\psi'}^2} \right] \quad (5.7)$$

où les termes $C_{cont.}$, $C_{J/\psi}$ et $C_{\psi'}$ sont les facteurs de normalisation déduits du fit. $M_{J/\psi}$ et $M_{\psi'}$ sont fixées à la valeur de la masse au repos du J/ψ et du ψ' respectivement ($M_{J/\psi} = 3.097 \text{ GeV}/c^2$, $M_{\psi'} = 3.686 \text{ GeV}/c^2$). Fixées également durant le fit, les largeurs des résonances, $\sigma_{J/\psi}$ et $\sigma_{\psi'}$ de l'ordre de $140 \text{ MeV}/c^2$ ($\frac{\Delta M}{M} \simeq 5\%$), sont totalement dues à la résolution du spectromètre. Elles varient d'un système à l'autre suivant le nombre de longueurs de radiation de l'absorbeur entre $\sigma = 136 \text{ MeV}/c^2$ et $\sigma = 142 \text{ MeV}/c^2$. La limite inférieure du domaine d'ajustement à $1.7 \text{ GeV}/c^2$, est imposée par l'acceptance de notre appareillage. La faible corrélation entre le paramètre d'impact et l'énergie transverse pour les systèmes proton-noyau, liée au fait que nous ne mesurons que 3 π^0 en moyenne dans le calorimètre électromagnétique et que ce chiffre subisse d'importantes fluctuations événement par événement, fait que ceux-ci seront étudiés sur l'intégralité de leur domaine en E_T^0 . Il a été montré que, du fait, en particulier, de cette non corrélation, nous n'observons pas de dépendance du rapport ψ/C avec l'énergie transverse [ALI88]. Pour mémoire, nous rappelons les résultats obtenus par cette méthode sur les systèmes p-U, O-U et S-U dans la table 5.5 (Extrait de la référence [BAG91]).

Système	Région en E_T^0	M_0	ψ/C
p-U 1987	Toutes E_T^0	1.47 ± 0.16	23.4 ± 1.9
p-U 1988	Toutes E_T^0	1.43 ± 0.19	22.2 ± 2.3
O-U	1	1.25 ± 0.25	17.5 ± 2.8
	2	1.37 ± 0.25	17.2 ± 2.5
	3	1.22 ± 0.21	15.4 ± 2.3
	4	1.11 ± 0.20	15.1 ± 2.6
	5	1.69 ± 0.42	13.2 ± 2.1
	6	1.25 ± 0.25	10.0 ± 1.7
	Toutes E_T^0	1.30 ± 0.11	15.5 ± 1.0
S-U	1	1.43 ± 0.22	23.0 ± 2.0
	2	1.38 ± 0.18	13.8 ± 1.4
	3	1.12 ± 0.15	16.9 ± 2.1
	4	1.19 ± 0.18	17.3 ± 2.4
	5	1.34 ± 0.24	13.1 ± 1.9
	6	1.60 ± 0.31	13.2 ± 1.8
	Toutes E_T^0	1.32 ± 0.08	17.0 ± 0.8

Table 5.5: ψ/C obtenus par la méthode d'ajustement. M_0 caractérise la pente du continuum. Cette table résume les résultats portés sur la figure 1.16

A posteriori, nous vérifions que le paramètre de pente du continuum M_0 est indépendant du système et de l'énergie transverse, comme le montre la figure 5.4, ce qui est une condition indispensable pour que le continuum soit considéré comme une bonne référence.

Deux inconvénients majeurs résident dans l'usage de la méthode d'ajustement. Tout d'abord, nous imposons que la forme du continuum obéisse à une paramétrisation fixée par avance, alors que nous ne maîtrisons pas totalement l'ensemble des mécanismes qui y contribuent. Et deuxièmement, à cause de la forme de l'acceptance de notre appareillage, la paramétrisation n'est plus valable au dessous de $1.7 \text{ GeV}/c^2$, ce qui limite la statistique du continuum qui nous est accessible. Inconvénient supplémentaire, les erreurs sur la pente du continuum M_0 de la table 5.5 sont trop grandes pour pouvoir dire si le continuum présente une pente identique pour les protons de référence et les systèmes noyau-noyau. Sur ces observations, nous avons développé une méthode simple de détermination du ψ/C qui écarte ces deux inconvénients, et que nous allons décrire maintenant.

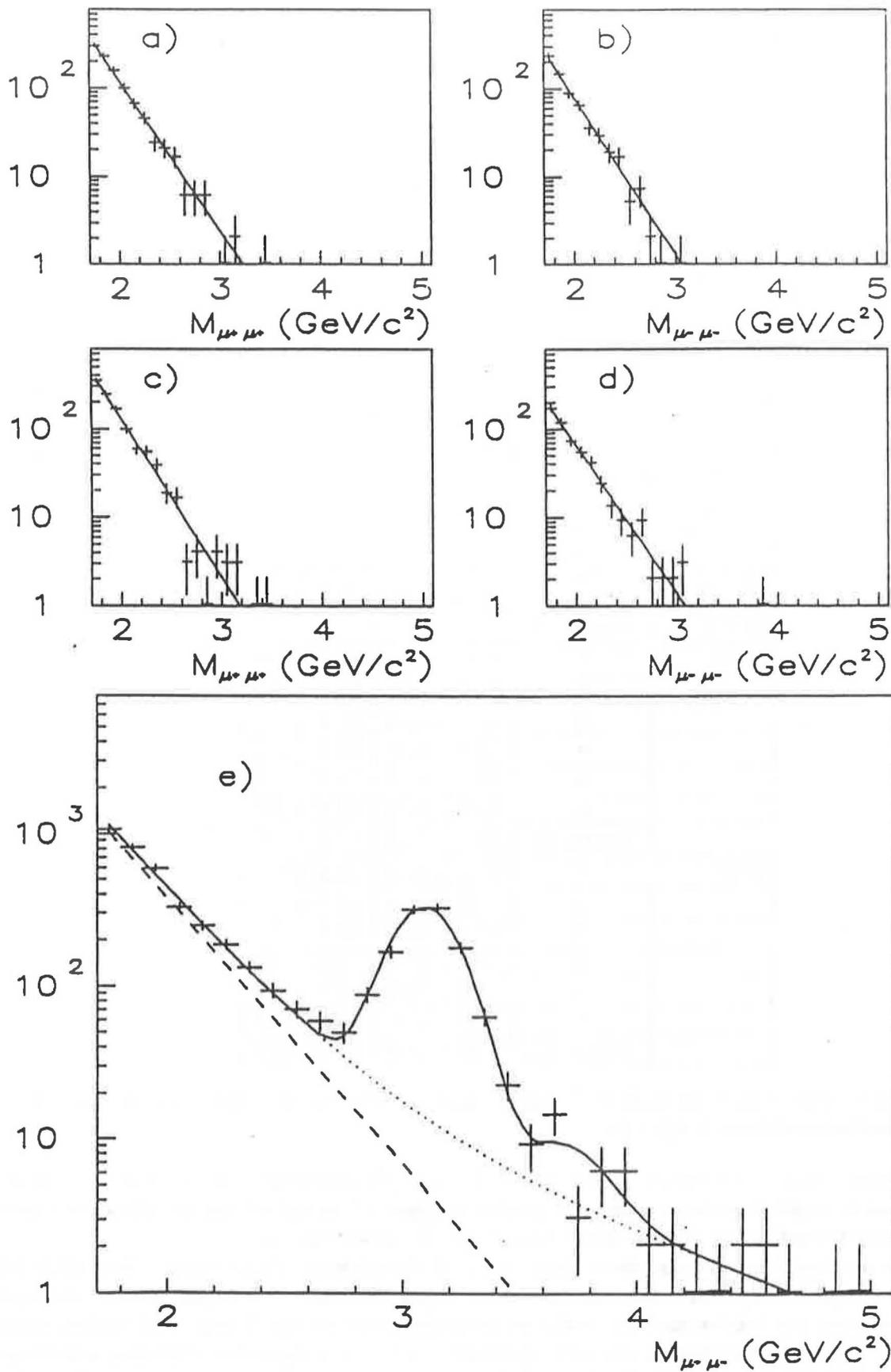


Figure 5.3: Ajustement du spectre de masse invariante en S-U intégré en énergie transverse.

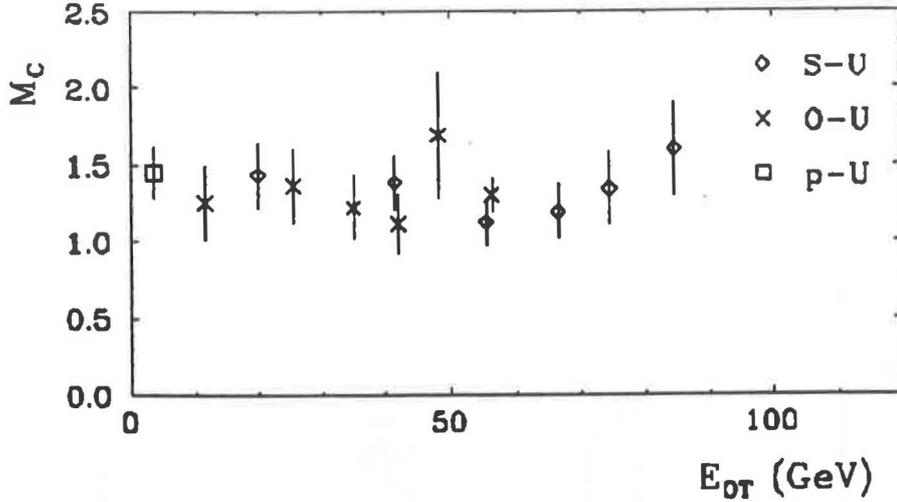


Figure 5.4: Paramètre de pente du continuum en fonction de l'énergie transverse pour tous les systèmes.

5.2.3 Une autre méthode.

La méthode d'extraction du rapport ψ/C que nous allons employer diffère de la méthode décrite ci-dessus par le fait principal qu'aucune paramétrisation n'est imposée a priori sur la forme du continuum.

Le nombre de J/ψ $N_{J/\psi}$ est obtenu par la méthode d'ajustement, dans la bande de masse 2.7, 3.5 GeV/c^2 . Présentement, l'emploi de cette méthode dont nous avons décrit les inconvénients, présente l'intérêt purement technique de permettre une estimation du nombre de continuum sous le J/ψ . Une erreur d'un facteur 2 sur l'estimation de ce continuum ne conduit qu'à une erreur de 5% sur $N_{J/\psi}$.

Le nombre N_c de continuum intervenant dans le rapport ψ/C , quant à lui, résulte de l'intégrale du signal entre 1.4 et 2.4 GeV/c^2 . Ainsi, nous ne nous faisons aucune idée a priori de la forme du continuum, et nous utilisons toute la statistique disponible. Formellement, le rapport ψ/C peut s'exprimer de la façon suivante:

$$\psi/C = \frac{N_{J/\psi}}{N_c} \quad (5.8)$$

avec:

$$N_{J/\psi} = \sum_{2.7}^{3.5} N_{signal}(M) - \int_{2.7}^{3.5} \frac{dN_c^{aj.}}{dM} dM \quad (5.9)$$

$$N_c = \sum_{M_1}^{M_2} N_{signal}(M) \text{ avec: } 1.4 \leq M_1 < M_2 \leq 2.4 GeV/c^2 \quad (5.10)$$

où $N_c^{aj.}$ est le nombre de continuum estimé par la méthode d'ajustement (Figure 5.5).

Les points importants sont, donc, l'augmentation par un facteur 2 du nombre de paires du continuum prises en compte dans le rapport ψ/C , et le fait que nous n'ayons aucune idée préconçue

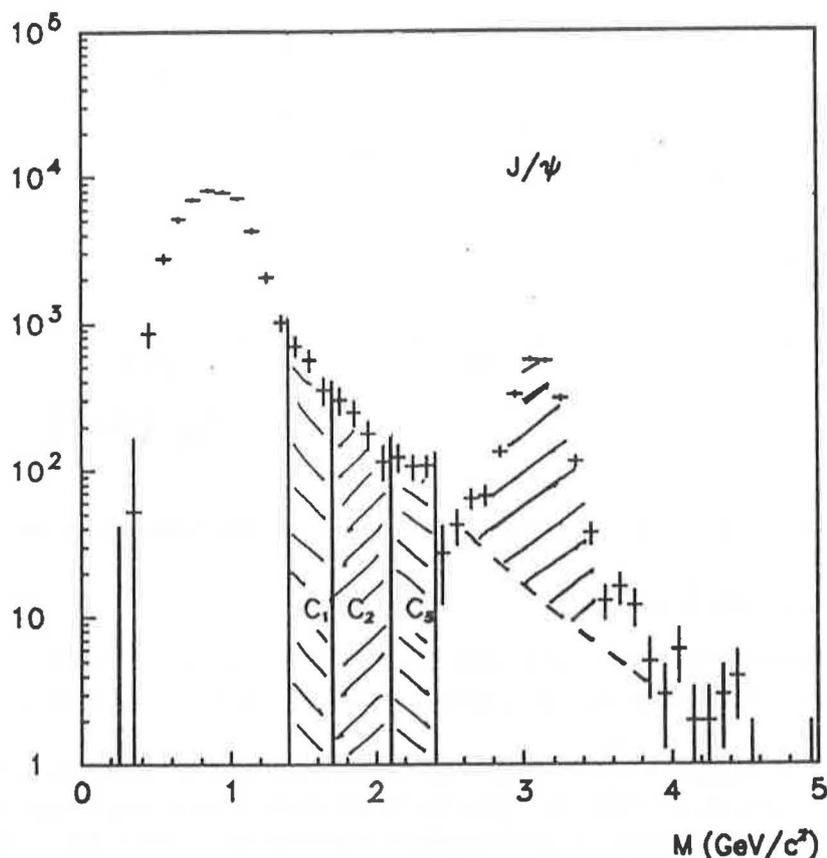


Figure 5.5: Notre méthode d'extraction du rapport ψ/C .

de la forme de ce continuum. Notons que cette méthode, comme la précédente, n'est applicable à des données non corrigées d'acceptance que parce que la différence de résolution d'un système à l'autre est négligeable devant les $100 \text{ MeV}/c^2$ de largeur d'un canal.

5.3 Le continuum en tant que référence.

Avant de déterminer les valeurs des ψ/C , nous allons contrôler que le continuum constitue une bonne référence. Pour cela, nous regardons si la forme du spectre de masse invariante dans la région $1.4 - 2.4 \text{ GeV}/c^2$ est indépendante de l'énergie transverse.

Nous avons réalisé cette étude en calculant, dans chaque région d'énergie transverse, le rapport des nombres de paires de signal dans la bande de masse $1.7 - 2.1 \text{ GeV}/c^2$ sur la région $1.4 - 1.7 \text{ GeV}/c^2$. Nous constatons, sur la figure 5.6, que ces rapports ne présentent pas d'évolution significative en fonction de l'énergie transverse. De plus, les valeurs intégrées sur l'énergie transverse

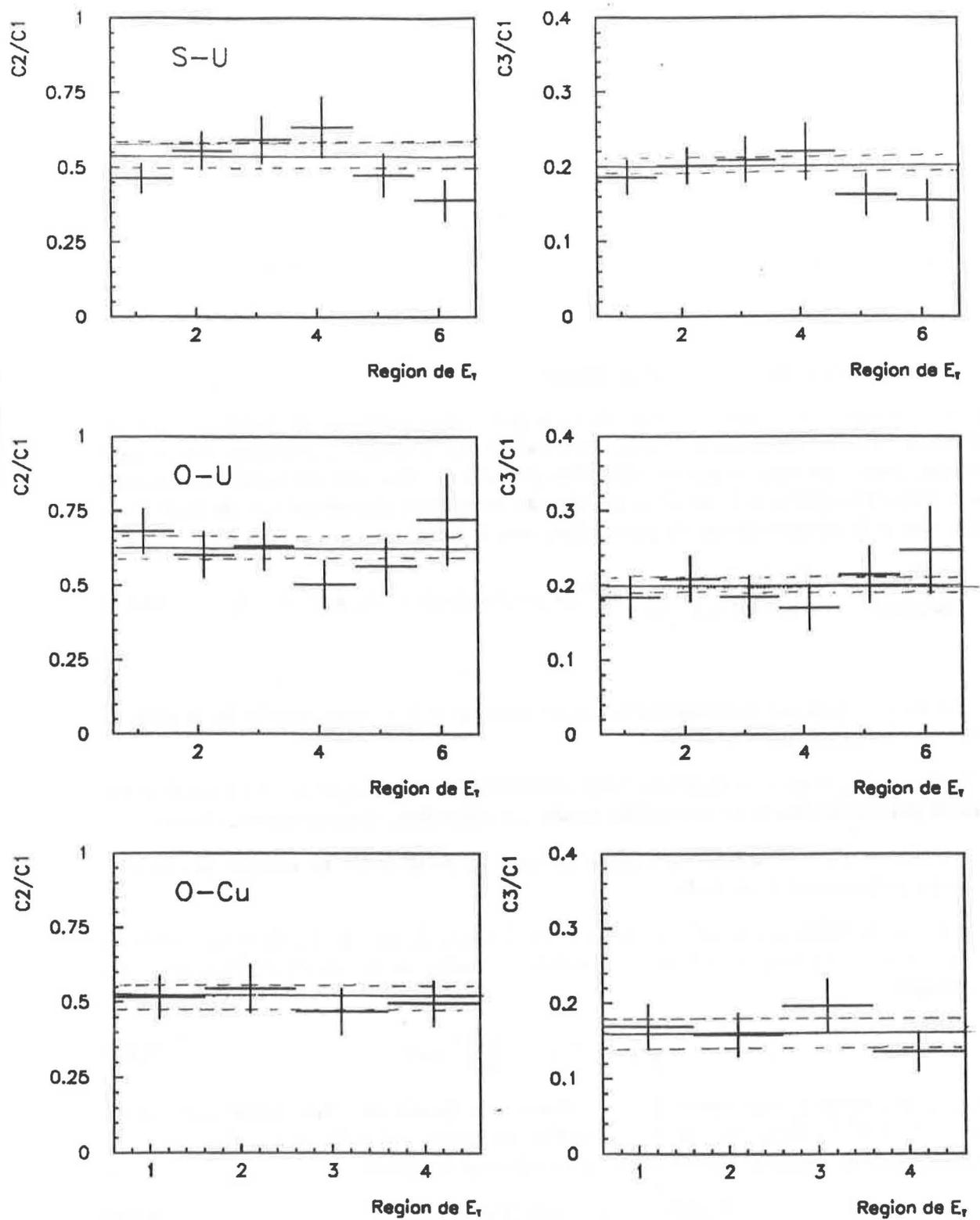


Figure 5.6: Rapports des bandes de masses du continuum en fonction de l'énergie transverse pour tous les systèmes.

sont à peu près compatibles pour les systèmes O-Cu, O-U et S-U, en gardant en mémoire la restriction concernant la bande $1.7 - 2.1 \text{ GeV}/c^2$ pour le système S-U (Voir la section 4.6). (table 5.6). D'autre part, les valeurs obtenues pour les réactions proton-noyau présentent des valeurs plus élevées que pour les systèmes noyau-noyau, indiquant que la pente du spectre de masse du continuum est moins importante en réaction p-A qu'en réaction A-B. Nous allons donner des

Rapport des régions de masse (GeV/c^2)	Système				
	p - Cu	p - U	O - Cu	O - U	S - U
$[1.7 - 2.1]/[1.4 - 1.7]$	0.64 ± 0.05	0.69 ± 0.03	0.51 ± 0.05	0.62 ± 0.04	0.53 ± 0.03
$[2.1 - 2.4]/[1.4 - 1.7]$	0.26 ± 0.02	0.24 ± 0.01	0.16 ± 0.02	0.20 ± 0.01	0.20 ± 0.01

Table 5.6: Rapports, intégré en E_T^0 , des bandes de masses du continuum.

interprétations possibles des ces effets.

5.3.1 Effet du projectile sur le continuum.

Considérons, dans un premier temps, les effets observés par comparaison des réactions p-A et A-B. L'augmentation de la pente du spectre de masse du continuum en protons, comparativement aux projectiles lourds, peut s'interpréter par un *effet d'isospin* relié aux populations relatives en quarks u et d dans le projectile, qui s'explique dans le cadre du formalisme du mécanisme de Drell-Yan. Ce formalisme donne la section efficace de production sous la forme:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \left(\frac{4\pi\alpha^2}{9M^2 x_1 x_2} \right) \sum_{u,d,s} "Q^2" [F_A(x_1)G_B(x_2) + G_A(x_1)F_B(x_2)] \quad (5.11)$$

où:

- la somme est effectuée sur la totalité des combinaisons possibles entre quarks de la cible et du projectile de même saveur.
- Q est la charge des quarks en unité de charge élémentaire. Notons que la relation 5.11 n'est pas exacte puisque la charge Q dépend du quark considéré dans chaque terme de la somme.
- $F(x) = xq(x)$ et $G(x) = x\bar{q}(x)$ sont des combinaisons de densités de quarks au sein des nucléons du projectile et de la cible.

En négligeant la contribution des quarks de la mer, les densités de quarks F_A dans un noyau de charge Z et de masse A se décomposent sur les densités de quarks du proton F_p et du neutron F_n de la façon suivante:

$$F_A(x) = \frac{Z}{A}F_p(x) + \left(1 - \frac{Z}{A}\right)F_n(x) \quad (5.12)$$

Par comparaison des mesures expérimentales de diffusion de muons sur cible d'hydrogène et de deuterium, on a observé des différences entre les densités respectives U et D des quarks de valence u et d au sein du nucléon, qui s'expriment empiriquement sous la forme:

$$D_p(x) = (1-x)U_p(x) \quad (5.13)$$

$$U_n(x) = (1-x)D_n(x) \quad (5.14)$$

Cette différence, associée à la dépendance en Z/A intervenant dans la décomposition 5.12, est la cause de la disparité entre les protons ($Z/A = 1$) et les noyaux S ou O ($Z/A = 0.5$). Par ailleurs, les expressions 5.13 et 5.14 montrent que, dans le proton (uud), chaque quark u emporte,

en moyenne, une fraction plus grande de l'impulsion totale que le quark d . Cette dissymétrie est absente dans un noyau tel que $A = 2Z$. Considérant que chaque quark du proton pondéré par Q^2 a une probabilité égale d'intervenir dans le processus de Drell-Yan, les réactions induites par protons favorisent l'obtention de dimuons de grande masse par rapport aux ions dans la mesure où $M^2 = x_1 x_2 s$.

Cet effet de l'isospin du projectile que nous pensons mettre en évidence par la différence des pentes dans les spectres de masse du continuum entre les réactions proton-noyau et noyau noyau, conduit à une augmentation de la section efficace de production des paires de Drell-Yan de l'ordre de 20% en p-A comparativement aux réactions A-B [MEU88]. On peut faire le même raisonnement pour les gluons qui fusionnent pour donner le J/ψ ; les estimations conduisent à un effet de 5% seulement. Globalement, on pourrait donc avoir une surestimation du rapport ψ/C de 15% environ. D'autres calculs semblent indiquer un effet inférieur à 10% [CAS91].

Il résulte, de ces constatations, que la forme du continuum dépend du système étudié selon que le projectile est un proton ou un ion. Afin de s'affranchir de cette difficulté, il serait intéressant de recueillir des données soit en réaction deuton-noyau, soit alpha-noyau, pour lesquelles l'isospin du projectile est nul et dans lesquelles les conditions de formation du plasma ne sont pas encore atteintes.

5.3.2 Effet de la cible sur le continuum.

Pour le système O-Cu, la pente du continuum tout en restant compatible avec celle des systèmes O-U et S-U, présente des valeurs qui leur sont légèrement inférieures (table 5.6). Nous allons proposer une interprétation de cet éventuel effet en termes de taille du noyau cible, mais nous ne prétendons pas que notre explication représente la réalité, et ce pour deux raisons:

- La différence de pente entre les systèmes O-Cu et O-U n'est pas suffisamment significative du fait de trop grandes incertitudes.
- S'il existe un effet lié à la taille du noyau cible, il devrait également apparaître dans la comparaison des réactions p-U et p-Cu, ce qui n'est pas le cas. Toutefois, les calculs de la référence [CAS91] montrent que cet effet pourrait être peu important avec les protons.

Notre interprétation d'un éventuel effet de taille de la cible sur le continuum doit, donc, être considérée avec beaucoup de prudence.

Diverses mesures des fonctions de structure du nucléon au sein d'un noyau ont mis en évidence un effet d'*ombrage* (Désignation à laquelle nous préférons le terme anglophone de *shadowing*) dans le domaine des très petites impulsions partoniques. Il se manifeste par une diminution de la probabilité d'avoir des partons à petit x à mesure que la taille du noyau augmente. Si on établit le rapport des fonctions de structure du nucléon mesurées dans des noyaux de tailles différentes, il apparaît une déplétion dans la région des $x < 7 \cdot 10^{-2}$. Cet effet est d'autant plus accentué que les noyaux en comparaison ont des masses plus éloignées [ADA90] (figure 5.7). Dans notre cas, nous sommes sensibles à cet effet dans la mesure où notre spectromètre sélectionne préférentiellement les petits x de la cible dans le domaine des basses masses, comme nous allons le montrer. Soient x_1 et x_2 les x respectifs des partons dont la collision produit un dimuon mesuré. Le domaine d'acceptance en rapidité, dans le centre de masse nucléon-nucléon, de notre spectromètre s'étend entre $y = -0.2$ et $y = 1.0$. En utilisant les relations suivantes:

$$M^2 = x_1 x_2 s \quad (5.15)$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) \quad (5.16)$$

où \sqrt{s} est l'énergie disponible dans le centre de masse ($\sqrt{s} = 19.4 \text{ GeV}$ pour un nucléon incident de 200 GeV d'impulsion), nous obtenons les domaines respectifs en x_1 et x_2 relatifs à une masse

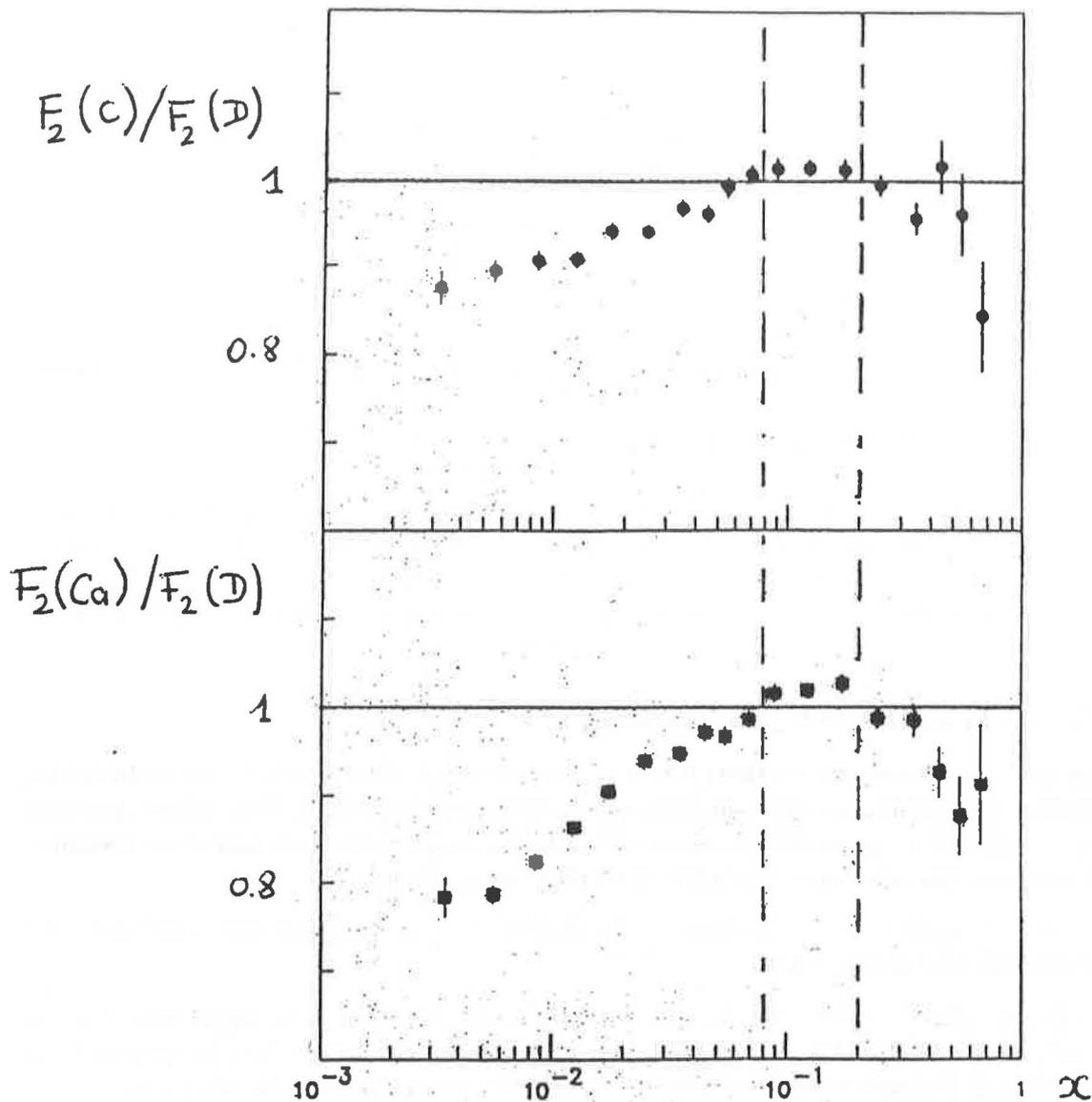


Figure 5.7: Shadowing mesuré entre divers couples de noyaux.

donnée. La table 5.7 indique les bornes de ces domaines pour trois masses prises dans la région du continuum. Nous voyons, donc que le domaine en x_2 de la cible sélectionné par le spectromètre est situé dans la région où se manifeste le shadowing. Ce n'est pas le cas pour le projectile. Sachant que ce shadowing a une intensité plus grande dans le noyau d'uranium que dans le noyau de cuivre, nous pouvons nous attendre à une diminution relative du continuum de basse masse pour les réactions O-U par rapport aux réactions O-Cu, comme pourraient l'indiquer les résultats de la table 5.6.

En conclusion, nous avons observé une différence de comportement du continuum selon que le projectile est un proton ou un ion. Cet effet peut être relié à la différence d'isospin de ces proujectiles. Cette observation sur le continuum qui nous sert de référence devra être reconsidérée lors de l'étude de la production du J/ψ .

5.4 Etude de la production du J/ψ .

Nous en venons, maintenant, aux résultats et discussions sur l'étude des productions respectives du J/ψ et du continuum.

	Masse (GeV/c^2)		
	1.4	1.7	2.1
$x_1 (\times 10^2)$	5.8 - 20.	7.2 - 24.	8.9 - 29.
$x_2 (\times 10^2)$	2.6 - 8.8	3.2 - 11.	4.0 - 13.

Table 5.7: Domaines de x_1 et x_2 en fonction de la masse.

Nos analyses des rapports ψ/C seront effectuées en parallèle sur plusieurs régions de masse du continuum prises comme référence dans le but d'évaluer l'importance des effets précédemment observés sur le continuum. Afin d'alléger nos notations, nous indiquerons ces régions de la façon suivante:

- C_T : Région 1.4 - 2.4 GeV/c^2 .
- C_1 : Région 1.4 - 1.7 GeV/c^2 .
- C_2 : Région 1.7 - 2.1 GeV/c^2 .
- C_3 : Région 2.1 - 2.4 GeV/c^2 .

La table 5.8 donne les valeurs des rapports ψ/C_T , ψ/C_1 , ψ/C_2 et ψ/C_3 pour l'ensemble des systèmes, et dans chaque région d'énergie transverse. Toutes les corrections sur les données dont nous avons fait mention plus haut ont été prises en compte.

Système	Région en E_T^0	ψ/C_T	ψ/C_1	ψ/C_2	ψ/C_3
p-Cu	Toutes E_T^0	1.91 ± 0.07	3.64 ± 0.19	5.66 ± 0.30	13.8 ± 1.0
p-U	Toutes E_T^0	1.75 ± 0.03	3.44 ± 0.10	4.81 ± 0.13	13.4 ± 0.6
O-Cu	1	1.46 ± 0.11	2.43 ± 0.25	4.71 ± 0.50	14.4 ± 2.2
	2	1.24 ± 0.10	2.08 ± 0.22	3.82 ± 0.42	13.2 ± 2.1
	3	1.13 ± 0.10	1.86 ± 0.21	3.94 ± 0.51	9.4 ± 1.4
	4	0.80 ± 0.07	1.28 ± 0.14	2.58 ± 0.30	9.4 ± 1.6
	Toutes E_T^0	1.14 ± 0.07	1.88 ± 0.14	3.70 ± 0.29	11.4 ± 1.2
O-U	1	1.13 ± 0.08	2.10 ± 0.19	3.08 ± 0.25	11.4 ± 1.6
	2	1.12 ± 0.08	2.03 ± 0.20	3.37 ± 0.33	9.7 ± 1.2
	3	0.89 ± 0.07	1.61 ± 0.16	2.55 ± 0.24	8.7 ± 1.2
	4	0.89 ± 0.08	1.49 ± 0.17	2.96 ± 0.38	8.8 ± 1.4
	5	0.74 ± 0.07	1.31 ± 0.16	2.33 ± 0.30	6.1 ± 0.9
	6	0.64 ± 0.08	1.25 ± 0.22	1.73 ± 0.26	5.1 ± 0.9
	Toutes E_T^0	0.94 ± 0.03	1.71 ± 0.08	2.77 ± 0.12	8.5 ± 0.5
S-U	1	1.28 ± 0.08	2.22 ± 0.17	4.13 ± 0.35	10.3 ± 1.1
	2	0.88 ± 0.06	1.55 ± 0.13	2.79 ± 0.24	7.7 ± 0.8
	3	0.96 ± 0.07	1.73 ± 0.17	2.93 ± 0.29	8.3 ± 1.0
	4	0.88 ± 0.08	1.63 ± 0.20	2.57 ± 0.29	7.4 ± 1.0
	5	0.68 ± 0.06	1.11 ± 0.12	2.34 ± 0.29	6.8 ± 1.0
	6	0.69 ± 0.06	1.06 ± 0.11	2.73 ± 0.41	6.8 ± 1.1
	Toutes E_T^0	0.92 ± 0.03	1.59 ± 0.06	3.00 ± 0.13	8.1 ± 0.4

Table 5.8: ψ/C pour tous les systèmes.

Nous allons, maintenant, développer l'analyse de ces résultats selon plusieurs points de vue.

5.4.1 Etude intégrée en énergie transverse neutre.

En collisions p- A_T , comme nous l'avons décrit au chapitre 1, on paramétrise habituellement la section efficace de production du J/ψ (du continuum) sous la forme:

$$\sigma_A = \sigma_0 A_T^\alpha \quad (5.17)$$

où A représente le nombre atomique du noyau cible (ou projectile). C'est une description commode qui permet de quantifier l'absorption nucléaire même si le paramètre α n'a pas grand sens physique. Cette paramétrisation peut être étendue aux collisions $A_P A_T$ pour lesquelles la section efficace se met sous la forme:

$$\sigma_{A_P, A_T} = \sigma_0 A_P^\beta A_T^\alpha \quad (5.18)$$

Nous pouvons penser a priori que $\alpha = \beta$ mais c'est ce que nous voulons vérifier. Ce devrait être le cas si nos mesures étaient effectuées sur tout le domaine de rapidité physiquement accessible. Pour vérifier cela, nous établirons des comparaisons entre les cinq systèmes dont nous disposons, et nous ferons appel, de plus, aux valeurs de α_ψ mesurées antérieurement par d'autres expériences dans des réactions hadron-noyau et qui sont résumées dans la table 1.1.

Nous n'avons pas effectué le calcul des sections efficaces intégrées de production du J/ψ . Nous n'aurons, donc, pas accès à la valeur absolue de α_ψ . Néanmoins, les rapports ψ/C peuvent nous renseigner sur la différence de comportement entre le J/ψ et le continuum. En effet, si nous considérons les dépendances respectives α_ψ et α_c du J/ψ et du continuum, nous pouvons écrire:

$$\frac{\psi/C_{p-A}}{\psi/C_{p-B}} = \frac{\sigma_0^\psi A^{\alpha_\psi} / \sigma_0^c A^{\alpha_c}}{\sigma_0^\psi B^{\alpha_\psi} / \sigma_0^c B^{\alpha_c}} \quad (5.19)$$

$$= \left(\frac{A}{B}\right)^{(\alpha_\psi - \alpha_c)} \quad (5.20)$$

$$= \left(\frac{A}{B}\right)^{\Delta\alpha} \quad (5.21)$$

C'est ce dernier paramètre $\Delta\alpha$ qui va nous permettre d'établir les écarts de comportement entre le J/ψ et le continuum en fonction de la taille des noyaux mis en jeu.

Par convention, nous appellerons $\Delta\alpha$ les valeurs de ce paramètre obtenues pour l'étude de la dépendance en fonction de la taille du noyau cible, et $\Delta\beta$ pour l'étude en fonction du projectile. Nous avons porté, dans les tables 5.9 et 5.10, toutes les valeurs de $\Delta\alpha$ et $\Delta\beta$ que nous puissions obtenir avec les systèmes dont nous disposons, à l'exception du $\Delta\beta$ résultant de la comparaison des systèmes O-U et S-U pour lequel les incertitudes sont trop grandes pour apporter une information concrète. Nous y avons porté, également, les résultats obtenus, en p-Cu, lorsque nous normalisons le bruit de fond par la relation $2.5\sqrt{}$ (au lieu de $2.8\sqrt{}$), car le facteur 2.8 est obtenu par un modèle très approximatif tandis que le facteur 2.5 est issu de simulations (table 5.11).

Notons, tout d'abord, que l'influence du facteur 2.5 ou 2.8 intervenant sur le bruit de fond en p-Cu ne modifie pas significativement les valeurs des paramètres $\Delta\alpha$ ou $\Delta\beta$. Ce facteur n'a d'influence que sur la détermination du signal dans la bande de masse C_1 où le bruit de fond contribue pour 60% au nombre de paires $\mu^+\mu^-$ mesurées. Pour la bande $C_2 + C_3$, cette contribution tombe à 10%. Nous ne prendrons en considération, dans la suite, que les résultats obtenus avec le facteur 2.8.

Nous observons des évolutions significatives des paramètres $\Delta\alpha$ ou $\Delta\beta$ selon la région de masse du continuum prise comme référence. Nous allons voir que ces effets reflètent les observations relatives au continuum données dans la section 5.3.

Systèmes comparés	Bande de masse du continuum (GeV/c^2)			
	C_T	C_1	C_2	C_3
p-U / p-Cu	-0.07 ± 0.03	-0.04 ± 0.05	-0.12 ± 0.04	-0.02 ± 0.06
O-U / O-Cu	-0.15 ± 0.05	-0.07 ± 0.07	-0.22 ± 0.07	-0.22 ± 0.09

Table 5.9: $\Delta\alpha$.

Systèmes comparés	Bande de masse du continuum (GeV/c^2)			
	C_T	C_1	C_2	C_3
O-Cu / p-Cu	-0.19 ± 0.02	-0.24 ± 0.03	-0.15 ± 0.03	-0.07 ± 0.05
O-U / p-U	-0.22 ± 0.01	-0.25 ± 0.02	-0.20 ± 0.02	-0.16 ± 0.03
S-U / p-U	-0.18 ± 0.01	-0.22 ± 0.01	-0.13 ± 0.01	-0.15 ± 0.02

Table 5.10: $\Delta\beta$.

Systèmes comparés	Bande de masse du continuum (GeV/c^2)			
	C_T	C_1	C_2	C_3
p-U / p-Cu	-0.03 ± 0.04	0.03 ± 0.04	-0.09 ± 0.04	-0.01 ± 0.06
O-Cu / p-Cu	-0.16 ± 0.02	-0.20 ± 0.03	-0.14 ± 0.03	-0.06 ± 0.05

Table 5.11: Bruit de fond en p-Cu normalisé par la relation $2.5\sqrt{}$.

Etude de la dépendance de la production du J/ψ avec le noyau cible.

Nous disposons de deux mesures de l'effet de taille du noyau cible à partir des réactions p-U et p-Cu, d'une part, O-U et O-Cu, d'autre part. Nous pouvons comparer ces mesures aux résultats d'autres expériences en collisions hadron-noyau.

Les valeurs de $\Delta\alpha$ obtenues par comparaison des réactions p-U et p-Cu ne présentent pas d'évolution significative selon la région de masse du continuum prise comme référence. Ceci est la conséquence des grandes incertitudes et fluctuations sur ces valeurs. Pour les réactions induites par l'oxygène, nous observons un écart dans la bande C_1 qui peut s'expliquer par le comportement du continuum pour le système O-Cu signalé dans la section 5.3.2. Là encore, ces valeurs sont entachées de grandes incertitudes liées pour l'essentiel, à la correction d'acceptance CD appliquée sur le système O-Cu. Nous ne retiendrons donc, dans la suite, que les valeurs $\Delta\alpha = -0.07 \pm 0.03$ (p-noyau) et $\Delta\alpha = -0.15 \pm 0.05$ (O-noyau) de la région C_T du continuum.

En premier lieu, nous remarquons que ces deux valeurs de $\Delta\alpha$, qui mesurent les effets de taille de la cible pour deux projectiles différents, sont compatibles entre elles du fait des grandes incertitudes dont elles sont affectées.

Pour comparer ces résultats à d'autres mesures expérimentales, nous allons nous référer à une étude récente des réactions proton-noyau à 450 GeV menée dans notre expérience. La comparaison des réactions p-C, p-Cu et p-W a permis de mesurer le coefficient α du continuum: $\alpha_c = 1.01 \pm 0.04$ [VAZ91]. Ce résultat est compatible avec $\alpha = 1$ attendu pour le mécanisme de Drell-Yan. En combinant cette valeur de α_c avec $\alpha_\psi = 0.89 \pm 0.02$, résultant de la moyenne pondérée des mesures de diverses expériences utilisant des cibles "lourdes" comme référence (voir chapitre 1), nous obtenons $\Delta\alpha = \alpha_c - \alpha_\psi = -0.12 \pm 0.04$. Cette valeur est compatible avec les $\Delta\alpha$ que nous venons de mesurer, tant pour les réactions p-A que pour les réactions O-A.

En conclusion, nous observons, dans les réactions p-A ou O-A, une évolution de la production du J/ψ en fonction de la taille du noyau cible qui est compatible avec les données connues par

ailleurs.

Etude de la dépendance de la production du J/ψ avec le projectile.

Il n'existe pas, actuellement, de données concernant la dépendance de la production du J/ψ avec la taille du noyau projectile. La question se pose de savoir si les effets du projectile sont compatibles avec les effets liés à la cible ($\alpha = \beta$?) Nous avons, dans nos données, trois de ces mesures, qui doivent nous permettre d'évaluer l'importance relative de la suppression du J/ψ par rapport au continuum, en comparant les collisions $A - B$ (noyau-noyau) aux collisions $p - A$ (proton-noyau).

Mais avant tout, nous rappelons que nous avons observé, dans nos données, un effet lié à l'isospin du projectile. Cet effet modifie notablement la pente du spectre de masse invariante du continuum entre les réactions $p - A$ et $A_P - A_T$ (voir section 5.3.1). Une de ses manifestations apparaît dans la table 5.10, où nous constatons une évolution significative du paramètre $\Delta\beta$ d'une région du continuum à la suivante (avec les restrictions sur la région C_2 pour le système S-U. Voir section 4.6). Comme nous l'avons dit, le continuum des réactions p-A ne constitue pas une bonne référence pour quantifier l'absorption du J/ψ , et nous ne pouvons pas tirer de conclusions absolues sur cette analyse.

Néanmoins, nous pouvons effectuer l'exercice suivant:

- Considérons la moyenne pondérée des trois mesures de $\Delta\beta$ obtenues avec la région C_3 du continuum (celle qui est à plus haute masse et pour laquelle les prédictions théoriques sont les plus réalistes) :

$$\Delta\beta = -0.14 \pm 0.02 \quad (5.22)$$

Nous cherchons à comparer cette valeur aux mesures connues par ailleurs en collisions hadron-noyau. La moyenne pondérée des ces mesures donne $\alpha_\psi = 0.96 \pm 0.01$. Cette valeur ne prend en compte que les expériences disposant de noyaux d'hydrogène comme cible la plus légère. Si nous supposons que le continuum présente un comportement de type Drell-Yan ($\beta_c = 1 \pm ?$), nous obtenons:

$$\Delta\beta = -0.04 \pm (> 0.01) \quad (5.23)$$

La comparaison des égalités 5.22 et 5.23 montre que les comportements relatifs du J/ψ et du continuum présentent de plus grandes disparités lorsque l'on augmente la taille du projectile que lorsque l'on augmente la taille de la cible.

Cette conclusion n'est que relative, mais elle ouvre la question suivante: cette différence de comportement résulte-t-elle de:

- un effet de suppression du J/ψ plus grand en réaction A-B qu'en réaction p-A?

$$\alpha_{A-B}^\psi < \alpha_{p-A}^\psi ? \quad (5.24)$$

- une diminution de la section efficace du continuum (contrairement à ce qui est prédit dans les calculs) pour un projectile non isoscalaire comme le proton. Il en résulterait un α apparent pour le continuum supérieur à 1.

Cette incertitude nous permet de reformuler l'intérêt que nous voyons à prendre de nouvelles données avec un faisceau de deutons. Par ailleurs, l'une ou l'autre des hypothèses laisse présager d'intéressantes perspectives pour ce genre de physique.

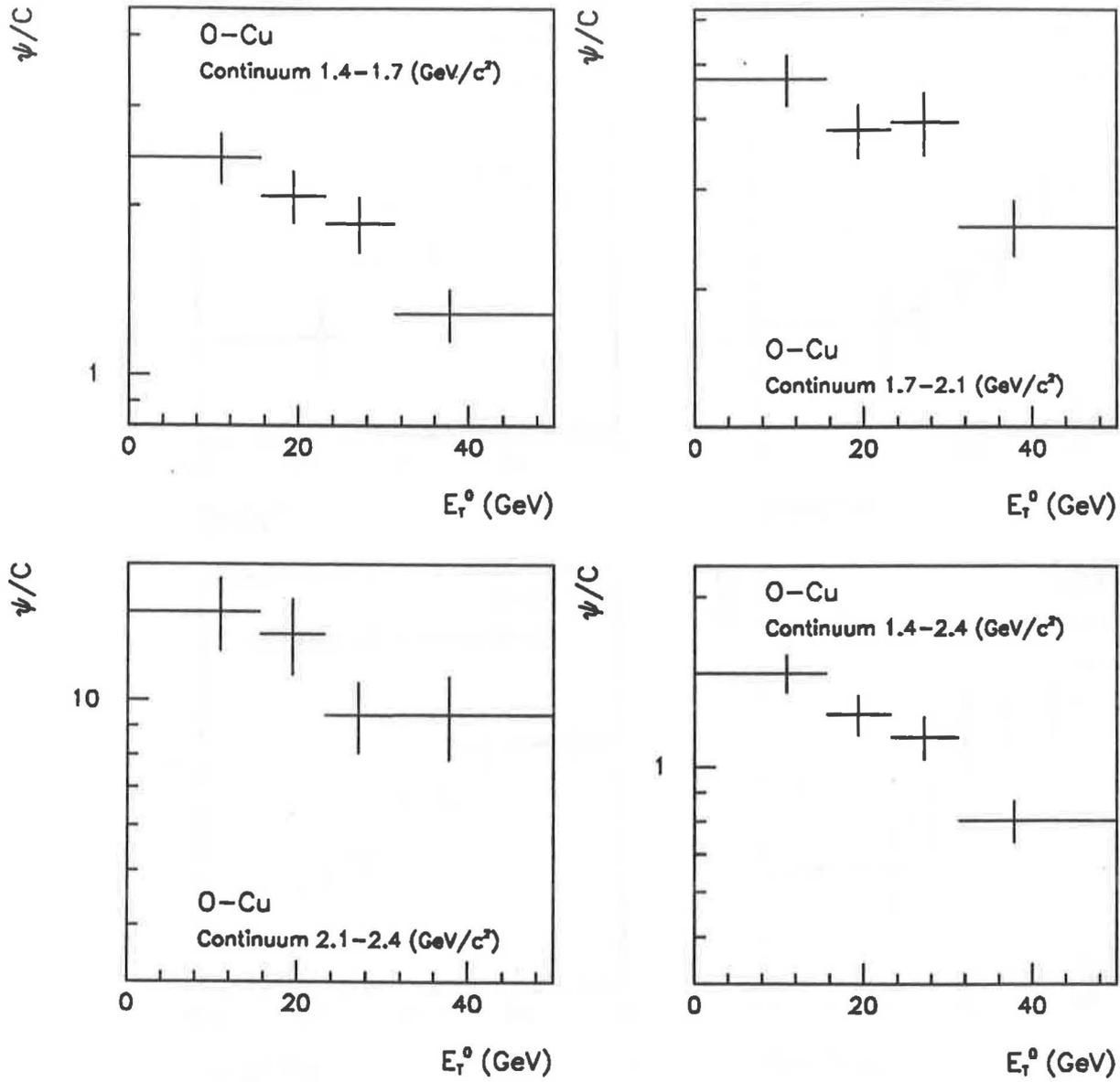


Figure 5.8: ψ/C en fonction de l'énergie transverse neutre en O-Cu.

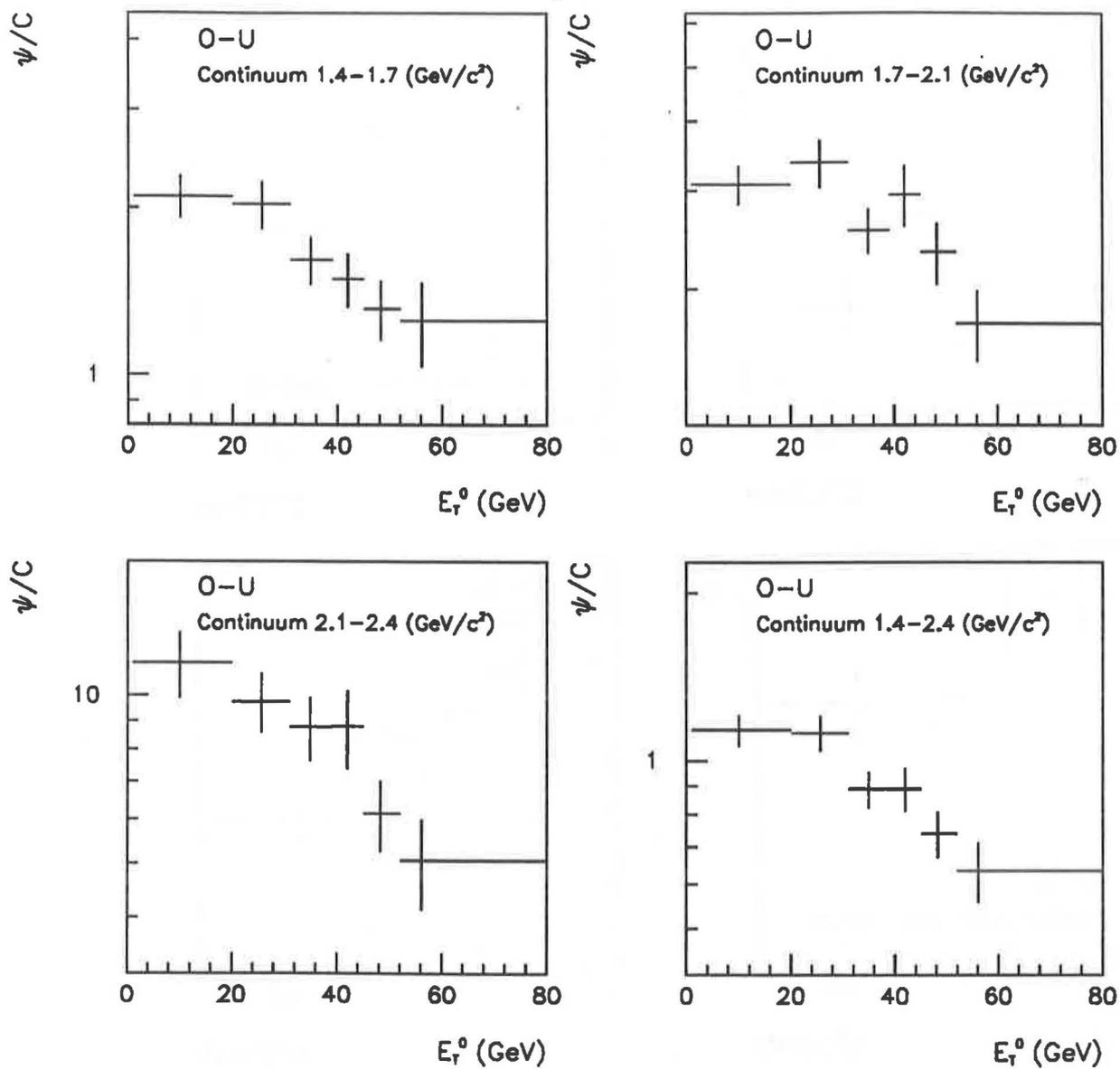


Figure 5.9: ψ/C en fonction de l'énergie transverse neutre en O-U.

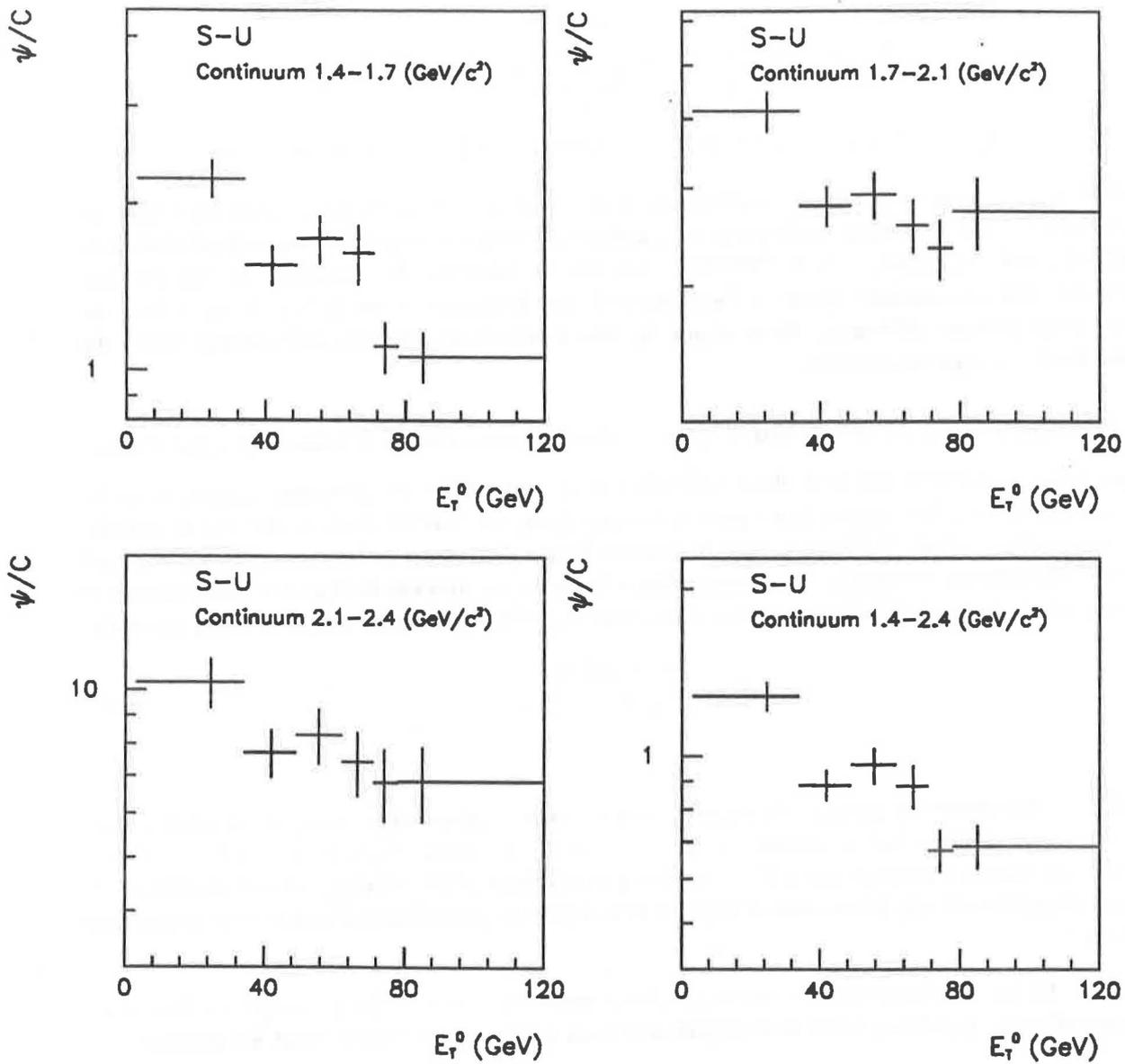


Figure 5.10: ψ/C en fonction de l'énergie transverse neutre en S-U.

5.4.2 Comparaison en fonction de l'énergie transverse neutre.

Les valeurs des ψ/C , pour les systèmes noyau-noyau, sont portées en fonction de l'énergie transverse neutre moyenne de chaque région sur les figures 5.8, 5.9 et 5.10. Ces courbes mettent en évidence une décroissance de la production du J/ψ relativement à celle du continuum à mesure que l'énergie transverse neutre augmente. Pour des raisons historiques, nous avons quantifié cet effet en calculant le rapport des ψ/C entre les régions de grande énergie transverse et les régions de petite énergie transverse, bien que ce rapport n'ait pas de signification absolue puisqu'il dépend du choix des régions en E_T^0 (Table 5.12). Ce "rapport de suppression" montre que la production du J/ψ est

Système	Bande de masse du continuum			
	C_T	C_1	C_2	C_3
O-Cu	0.55 ± 0.06	0.53 ± 0.08	0.55 ± 0.09	0.66 ± 0.15
O-U	0.57 ± 0.08	0.60 ± 0.11	0.56 ± 0.09	0.44 ± 0.10
S-U	0.54 ± 0.06	0.48 ± 0.06	0.66 ± 0.11	0.66 ± 0.12

Table 5.12: Rapport de suppression du J/ψ entre les grandes et les petites énergies transverses.

réduite de 45% par rapport à celle du continuum ($1.4 - 2.4 \text{ GeV}/c^2$) entre les régions extrêmes en énergie transverse. Ces résultats confirment les analyses précédemment effectuées sur les systèmes O-Cu [SIN88], O-U [CHA88] et S-U [STA89]. Les fluctuations sur les rapports de suppression ne permettent pas de conclure quant à l'existence d'une évolution selon la bande de masse du continuum prise comme référence. Nous avons là, une autre manifestation de l'indépendance du continuum avec l'énergie transverse.

5.4.3 Comparaison en fonction d'une variable commune à tous les systèmes.

Nous cherchons à comparer cet effet de suppression pour l'ensemble des systèmes projectile-cible. Pour cela, nous devons faire appel à un paramètre commun, en l'occurrence, la densité d'énergie. En effet, nous avons vu au chapitre 1, que la densité d'énergie constitue le paramètre intéressant concernant la formation éventuelle du plasma. Dans le cadre du modèle de Bjorken, nous pouvons relier la densité d'énergie à l'énergie transverse mesurée expérimentalement par la relation suivante:

$$\varepsilon = \frac{3 \langle E_T^0 \rangle}{\tau_0 \langle A_\perp \rangle \Delta\eta} \quad (5.25)$$

où:

- $\langle A_\perp \rangle$ représente la surface de recouvrement, dans le plan transverse, de la cible et du projectile, moyennée sur la région en énergie transverse correspondant à $\langle E_T^0 \rangle$. Cette surface est calculée dans le cadre d'un modèle géométrique [BAG90] qui pondère la surface de recouvrement pour un paramètre d'impact donné par la probabilité d'obtenir ce paramètre d'impact.
- τ_0 est le temps de formation du système. Nous prendrons $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$ ce qui ne constitue qu'un ordre de grandeur, cette valeur pouvant varier d'un facteur 10 suivant les auteurs.
- $\Delta\eta = 2.4$ correspond à la largeur du domaine en pseudorapidité dans lequel s'effectue la mesure de l'énergie transverse (calorimètre électromagnétique).
- Le facteur 3 permet de prendre en compte le fait que notre calorimètre ne mesure pas les pions chargés. Si nous supposons que les π^0 , π^+ et π^- sont produits en quantités égales, l'énergie mesurée représente le tiers de l'énergie totale.

Nous ne pouvons pas affirmer que l'application de la formule de Bjorken donne la valeur précise de la densité d'énergie car certaines grandeurs, entrant dans son calcul, dépendent de modèles variés. Néanmoins, nous supposons que cette formule permet d'effectuer une comparaison relative de tous les systèmes noyau-noyau. Notre méconnaissance, dans les réactions proton-noyau, de la taille de la région d'interaction au temps τ_0 , du fait que, contrairement aux interactions noyau-noyau, l'expansion transversale de la région "chaude" ne peut être négligée, fait que nous ne pouvons pas appliquer la formule de Bjorken aux réactions p-U et p-Cu. Son application, en considérant que la dimension transverse de la zone d'interaction est de l'ordre du rayon électromagnétique du proton (0.8 fm), conduit à une densité d'énergie de $5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ qui paraît excessive en regard des valeurs estimées pour les réactions noyau-noyau, et montre bien que l'expansion transversale au temps τ_0 ne peut être négligée pour un système aussi petit.

Les rapports ψ/C en fonction de la densité d'énergie sont portés sur la figure 5.11, pour les diverses régions de masse du continuum. Nous donnons quelques remarques générales sur cette figure:

- Il apparaît que la densité d'énergie constitue une variable intéressante pour décrire l'évolution des ψ/C en ce sens que des systèmes aussi différents que O-Cu et S-U semblent s'aligner sur une même représentation.
- Les points des ψ/C_2 semblent plus "dispersés" que pour les autres régions du continuum prises comme référence. Cet effet est en grande partie imputable aux problèmes évoqués sur le système S-U (section 4.6).
- Les incertitudes sur les ψ/C , notamment pour la région $1.4 - 2.4 \text{ GeV}/c^2$, sont plus faibles que celles figurant sur les résultats actuels de l'expérience NA38 (comparer les figures 5.11 et 1.16). Cela résulte de l'emploi de la méthode des combinaisons de muons dans l'estimation du bruit de fond qui, d'une part, permet de travailler sur une statistique 2 fois plus importante que le traitement précédent, et d'autre part, détermine la forme du bruit de fond avec une meilleure précision.

Cohérence avec les $\Delta\alpha$.

Nous retrouvons, sur les courbes de la figure 5.11, la manifestation d'effets déjà observés à partir des rapports ψ/C intégrés sur l'énergie transverse.

- Nous voyons la manifestation de l'effet d'isospin du projectile par comparaison des ψ/C en p-U et p-Cu avec les points de plus basse densité d'énergie $\psi/C_{\epsilon <}$ des systèmes noyau-noyau. En effet, nous voyons, sur la figure 5.11, que les ψ/C_3 pour les réactions proton-noyau sont compatibles avec les $\psi/C_{\epsilon <}$ pour les réactions noyau-noyau, alors qu'avec la région C_1 comme référence, les valeurs en $p - A$ sont significativement plus grandes que ces mêmes points en collisions $A - B$.
- L'importance de l'effet de suppression dans les réactions noyau-noyau, comparativement aux réactions proton-noyau, se manifeste par la décroissance rapide des ψ/C quand la densité d'énergie augmente.

Pour appréhender de façon plus précise ce qui se passe, nous avons effectué des fits du rapport ψ/C en fonction de la densité d'énergie en supposant qu'une dépendance exponentielle rende compte de nos résultats:

$$\psi/C(\epsilon) = \psi/C_{p-p} \exp(b\epsilon) \quad (5.26)$$

où ψ/C_{p-p} figure le rapport ψ/C en réaction proton-proton extrapolé vers $\epsilon = 0$ à partir des ψ/C en collision noyau-noyau. En toute rigueur, la densité d'énergie correspondant aux collisions $p - p$

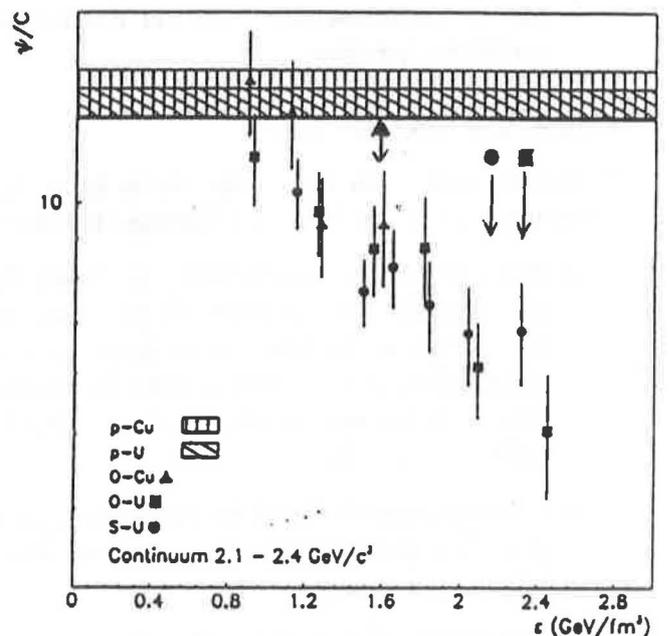
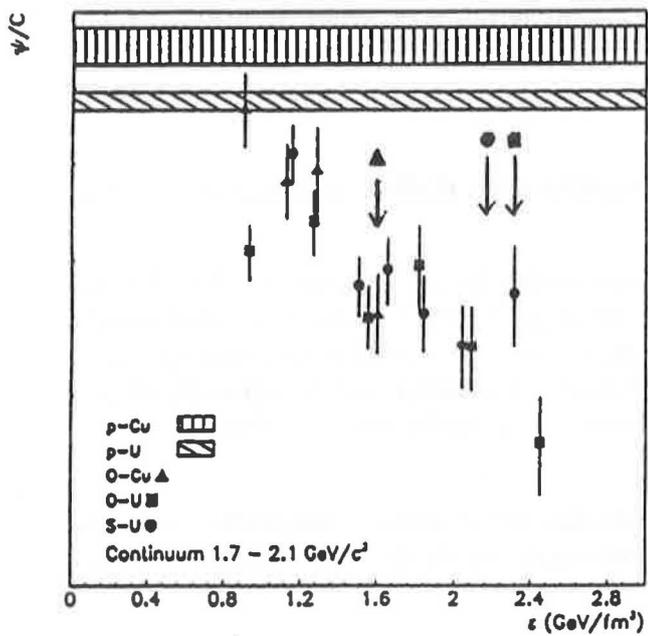
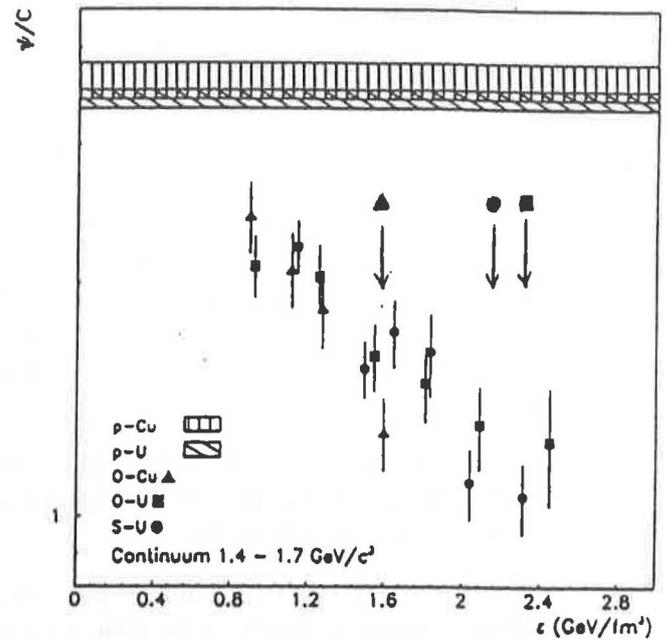
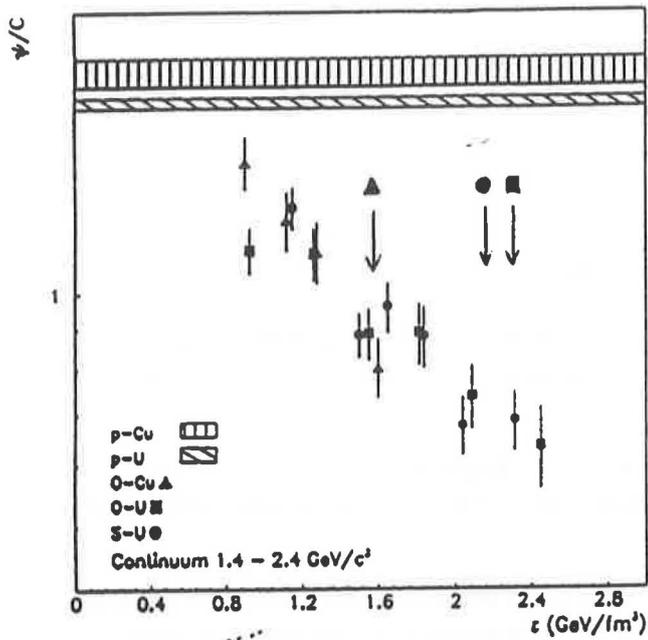


Figure 5.11: ψ/C en fonction de la densité d'énergie pour tous les systèmes. Les flèches indiquent, pour chaque système noyau-noyau, la position du "genou" dans les distributions d'énergie transverse.

n'est pas tout à fait nulle, et ψ/C_{p-p} est de cette façon légèrement surestimé. Ce comportement exponentiel est prédit dans le cas d'une suppression du J/ψ par interaction dans un gaz de mésons. Nous avons réalisé ces fits séparément pour les cibles de cuivre et d'uranium, et d'autre part, sur les trois systèmes réunis (Table 5.13). Par ailleurs, les fits portent sur les ψ/C_1 et ψ/C_3 qui offrent le plus grand bras de levier pour une étude des effets liés au continuum.

Systèmes	Coeff.	Bande de masse du continuum	
		C_1	C_3
O-U et S-U	ψ/C_{p-p}	3.7 ± 0.4	$17. \pm 3.$
	b	-0.52 ± 0.07	-0.46 ± 0.09
	χ^2	0.67	0.27
O-Cu	ψ/C_{p-p}	5.7 ± 1.4	$26. \pm 11.$
	b	-0.91 ± 0.20	-0.70 ± 0.35
	χ^2	0.05	0.28
O-U S-U et O-Cu	ψ/C_{p-p}	3.7 ± 0.4	$19. \pm 3.$
	b	-0.54 ± 0.06	-0.51 ± 0.09
	χ^2	0.82	0.41

Table 5.13: Paramètres des fits $\psi/C(\epsilon)$.

Nous remarquons tout d'abord, que la dépendance exponentielle est compatible avec la forme de nos spectres. De plus, les pentes de ces exponentielles (paramètre b) sont compatibles entre les régions C_1 et C_3 du continuum. Ceci confirme l'indépendance de la forme du continuum avec l'énergie transverse dans les réactions noyau-noyau. Nous pouvons constater qualitativement, sur la figure 5.11, que les ψ/C des systèmes O-U et S-U présentent des comportements compatibles en fonction de la densité d'énergie, alors que les ψ/C pour le système O-Cu semblent décroître plus rapidement que pour les autres systèmes. Cette différence n'est toutefois pas significative compte tenu des incertitudes sur les paramètres du fit pour le système O-Cu.

A partir des paramètres des fits, nous pouvons confirmer l'information qu'il n'y a pas de comportement continu entre les réactions proton proton et les réactions noyau-noyau. En effet, par comparaison des ψ/C_{p-p} déduits des fits et des ψ/C_{p-U} , nous trouvons:

$$\Delta\alpha \left(\frac{p-U}{p-p} \right) \simeq -0.01 \pm 0.02 \text{ pour } C_1 \quad (5.27)$$

$$\simeq -0.04 \pm 0.03 \text{ pour } C_3 \quad (5.28)$$

valeurs qui sont beaucoup plus petites, en valeur absolue, que les $\Delta\alpha$ mesurés dans les réactions noyau-noyau. Toutefois, cette interprétation est à prendre avec beaucoup de précautions.

Discussions complémentaires.

Puisque nous observons une discontinuité entre les ψ/C_{p-p} et les $\psi/C_{noyau-noyau}$, la question se pose de savoir comment s'établit la liaison entre les deux? Pour cela, il serait intéressant de disposer de points à très basse densité d'énergie dans des collisions noyau-noyau avec des ions légers. En tous cas, d'après nos résultats, il ne semble pas que nous puissions mettre en évidence un effet de seuil dans le comportement des ψ/C en fonction de la densité d'énergie, comme le prédisent les modèles de plasma (voir chapitre 1).

Les courbes de la figure 5.11 ne semblent pas présenter de saturation dans le domaine des grandes densités d'énergie, au delà du genou, comme le prédirait un modèle d'absorption purement nucléaire.

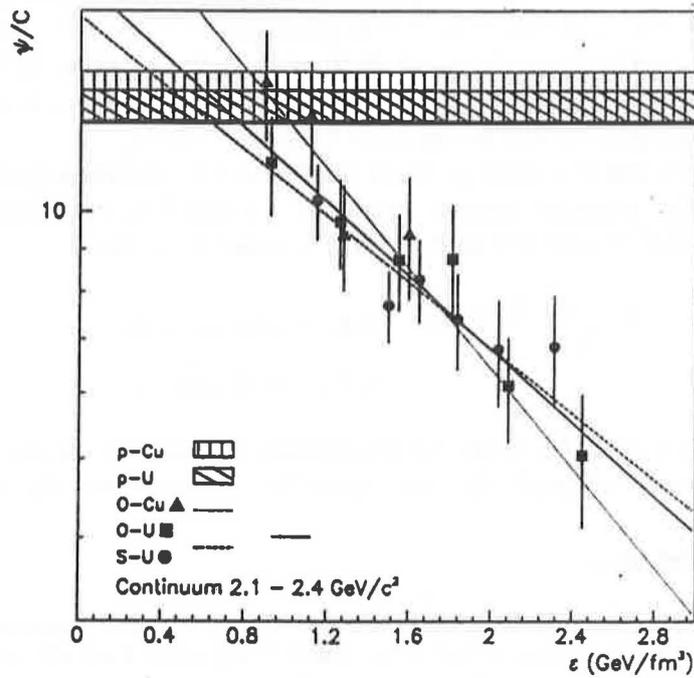
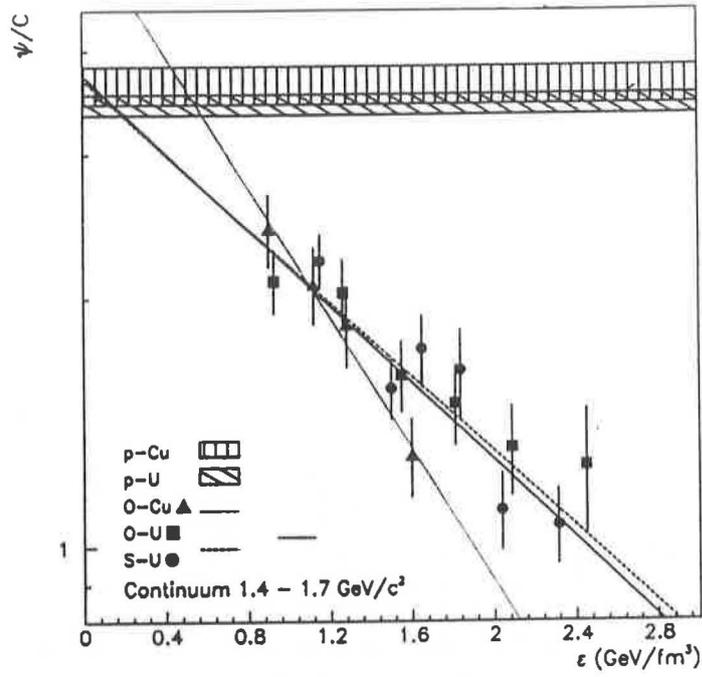


Figure 5.12: Fits des ψ/C en fonction de la densité d'énergie.

Conclusions.

Nous avons étudié la production du J/ψ dans les réactions p-Cu, p-U, O-Cu, O-U et S-U à 200 GeV par nucléon.

Pour ce faire, nous avons développé une méthode d'estimation du bruit de fond expérimental basée sur l'information donnée par les muons simples acceptés par l'appareillage tels qu'on les déduit des dimuons. Cette méthode permet, d'une part, d'écarter les problèmes d'acceptance rencontrés lors de l'emploi de méthodes antérieures, et d'autre part, d'améliorer la précision de nos mesures.

Nos analyses ont permis de confirmer l'existence d'une suppression du J/ψ par rapport au continuum à mesure que la densité d'énergie augmente dans les collisions O-U et S-U. Nous avons également observé cet effet dans les collisions O-Cu.

Une étude quantitative a mis en évidence que cette suppression relative dans les réactions noyau-noyau résulte d'un effet plus fort que la seule absorption du J/ψ par les nucléons de la cible ou du projectile tel que nous l'observons dans les collisions p-Cu et p-U. Toutefois, nous avons observé un effet de l'isospin du projectile qui intervient sur la production de dimuons dans le continuum. Celui-ci ne constitue donc pas une bonne référence dans les réactions proton-noyau pour quantifier la production du J/ψ . Cette difficulté pourrait être contournée si dans l'avenir, cette étude était reprise en comparant les réactions noyau-noyau avec des réactions deuton-noyau ou alpha-noyau comme référence.

Les incertitudes sur le taux de production relatif du J/ψ et du continuum, ne nous permettent pas de mettre en évidence un effet de seuil en densité d'énergie tel que le prévoient les modèles de plasma. Par ailleurs, l'évolution du rapport ψ/C en fonction de la densité d'énergie est compatible avec les prédictions des modèles d'absorption du J/ψ dans le gaz de mésons, ce qui n'exclue pas les modèles de type plasma. Enfin, une étude extérieure à ce travail a montré que l'effet de suppression en fonction de l'impulsion transverse du J/ψ est compatible avec les effets de diffusion des partons dans l'état initial.

En somme, il ne nous est pas possible de trancher entre les modèles de plasma et les modèles plus "classiques". Néanmoins, il sera intéressant de vérifier si ces diverses interprétations permettent encore de reproduire nos résultats compte tenu de l'amélioration des incertitudes et des nouvelles mesures quantitatives que nous avons effectuées en 1990.

Bibliographie

- [ABR89] M.C. Abreu et al., collaboration NA38, Phys. Lett. B 220 (1989) 471
- [ADA90] M.R. Adams et al., collaboration E665. *International symposium on multiparticles dynamics.*, Dortmund, 10-14 septembre 1990, à paraître
M. Botje et al., collaboration NA37, *International symposium on multiparticles dynamics.*, Dortmund, 10-14 septembre 1990, à paraître.
- [AKE90] T. Akesson et al., collaboration HELIOS, Nucl. Phys. B 342 (1990) 279.
- [ALI88] M. Alimi, thèse, Université Claude Bernard, Lyon, France (1988), non publiée.
- [ANT79] D. Antreasyan et al., Phys. Rev. D 19, 764 (1979).
- [BAD83] J.Badier et al., Z. Phys. C 20 (1983) 101
- [BAG90] C. Baglin et al., collaboration NA38, Phys. Lett. B 251 (1990) 472.
- [BAG91] C. Baglin et al., collaboration NA38, Phys. Lett. B 255 (1991) 459.
- [BAG91-2] C. Baglin et al., collaboration NA38, Phys. Lett. B 251 (1991) 465.
- [BEH90] L. Behr, communication privée.
- [BJO83] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D 27 (1983) 140.
- [BIN76] M. Binkley et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 571.
- [BLA87] J.P. Blaizot et al., Phys. Lett. B 199 (1987) 499.
- [BLA89] J.P. Blaizot et al., Phys. Rev. D 39 (1989) 232.
- [BRA77] J.G. Branson et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1334.
- [BUR87] T.H. Burnett et al., collaboration JACEE, Nucl. Phys. A 461 (1987) 232.
- [CAP87] A. Capella, *IX Autumn School on the physics of the quark-gluon plasma*, Lisbonne, 283, décembre 1987.
- [CAP88] A. Capella et al., Phys. Lett. B 206 (1988) 354.
J.P. Blaizot et al., Phys. Lett. B 217 (1989) 386.
- [CAS89] R. Cases, thèse, Université de Valence, Espagne, 1989, non publiée.
- [CAS91] Castorina, communication privée.
- [CEL85] Celik et al., Nucl. Phys. B 256 (1985) 670.
- [CHA88] C. Charlot, thèse, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France (1988), non publiée.

- [CHU88] M.C. Chu et al., Phys. Rev. D37 (1988) 1851.
- [GAV88] S. Gavin et al., Phys Lett. B 214 (1988) 241.
 J.P. Blaizot et al., Phys. Lett. B 217 (1989) 392.
 J. Hüefner et al., Phys. Lett. B 215 (1988) 218.
- [GEI90] W. Geist, *Quark Matter 90*, Menton, France (1990), Nucl. Phys. A 525 (1991) 149c, et références incluses.
- [GER88] C. Gerschel et al., Phys. Rev. Lett., 207 B (1988), 253.
- [GER91] C. Gerschel, NA38, note interne, (déc. 1990).
- [GOR88] P. Gorodetzky, collaboration NA38, *Study of meson production in 200 A.GeV ion collisions using decay muons, Physics and astrophysics of quark-gluon plasma*, Bombay, (1988)
- [HUE88] J. Hüefner et al., Phys. Lett. B 215 (1988) 218.
- [JAC90] B. Jacak, *Quark Matter 90*, Menton, France (1990), Nucl. Phys. A 525 (1991) 77c, et références incluses.
- [JOU90] D. Jouan, collaboration NA38, *XXVth Rencontres de Moriond*, Les Arcs, du 11 au 17 mars 1990, à paraître.
- [KAR87] F. Karsch et al., Z. Phys. C 37 (1987) 617, et références incluses.
- [KAR87-2] F. Karsch et al., Phys. Lett. B 193 (1987) 105.
- [KAR90] S. Kartic et al., Phys. Rev. D 41 (1990) 1.
- [KAT88] S. Katsanevas et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 2121.
- [MAT87] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B 178 (1986) 416.
- [MEU88] J.L. Meunier, communication privée.
- [MOS91] J.M. Moss, collaboration E772, *Quark Matter 90*, Nucl. Phys. A 525 (1991) 285c.
- [NA38N] Collaboration NA38, Nucl. Inst. Meth., à publier.
- [NAG88] S. Nagamiya, *Third international conference on nucleus-nucleus collisions*, Saint-Malo, du 6 au 11 juin 1988, Nucl. Phys. A 488 (1988) 3c-30c, et références incluses.
- [PER90] L. Peralta, NA38, note interne.
- [RAF82] J. Rafelski et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066.
- [STR90] H. Strobele, collaboration NA35, *International symposium on multiparticles dynamics*, Dortmund, 10-14 septembre 1990, à paraître, et références incluses.
- [SAT87] H. Satz, *IX Autumn School on the physics of the quark-gluon plasma*, Lisbonne, (déc. 1987) 243.
- [SAT90] H. Satz, Phys. Lett. B 242 (1990) 107.
 H. Satz, *Quark Matter 90*, Nucl. Phys. A 525 (1991) 473c.
 S. Gavin et al., Phys. Lett. B 207 (1988) 257.
 R. Vogt et al., Phys. Lett. B 207 (1988) 263.

- [SON87] P. Sonderegger, collaboration NA38, *Quark Matter 1987*, Z. Phys. C 38 (1988) 129.
- [SIN88] A. Siquin, thèse, Université de Paris-Sud, Orsay, France (1988), non publiée.
- [STA89] F. Staley, thèse, Université de Savoie, Annecy le Vieux, France (1989), non publiée.
- [VAN82] L. Van Hove, Phys. Lett. B 118 (1982) 138.
- [VAZ91] F. Vazeille, NA38, note interne.

Annexe A

Paramétrisation des incertitudes sur les combinaisons.

Cette section, d'ordre technique, décrit la démarche qui nous a permis de paramétriser les incertitudes introduites par la méthode des combinaisons de muons. Une contribution importante pour l'obtention d'une paramétrisation universelle a été apportée par la formulation mathématique développée dans l'annexe B.

Nous définissons R_k , associé au canal k , le rapport de σ_k à l'erreur statistique $\sqrt{N_k}$, dans ce même canal, que nous aurions obtenue en effectuant la mesure de \mathcal{N}^2 événements:

$$R_k = \frac{\sigma_k}{\sqrt{N_k}} \quad (\text{A.1})$$

Rappelons que σ_k est déterminé à partir de $P = 100$ expériences indépendantes en calculant l'écart standard des P contenus du canal k (Voir la section 4.3.4).

Nous constatons, sur la figure A.1, que les spectres des rapports R_k sont approximativement inchangés lorsqu'on augmente le nombre \mathcal{N} d'événements initiaux; seules changent les valeurs absolues de ces rapports. Nous allons voir que la relation B.31, issue du développement mathématique, confirme cette observation, et donne des indications supplémentaires sur les diverses dépendances de ces valeurs absolues.

Pour aborder le principe de la formulation mathématique, nous indiquons que les calculs sont appliqués sur des distributions de probabilité $f(x)$ qui, par définition, répondent à la relation suivante:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1$$

Ainsi, pour transposer ces calculs à nos simulations, il conviendra de passer des distributions de probabilité aux distributions réelles par changement de normalisation de telle sorte que, pour les événements:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = \mathcal{N}$$

et pour les combinaisons:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = \mathcal{N}^2$$

La relation B.31 donne l'expression de la variance du nombre de combinaisons dans un canal k de largeur Δ sous la forme:

$$\sigma_k^2 = \frac{2}{\mathcal{N}} \Delta^2 \mathcal{N}^2 \alpha_k \quad (\text{A.2})$$

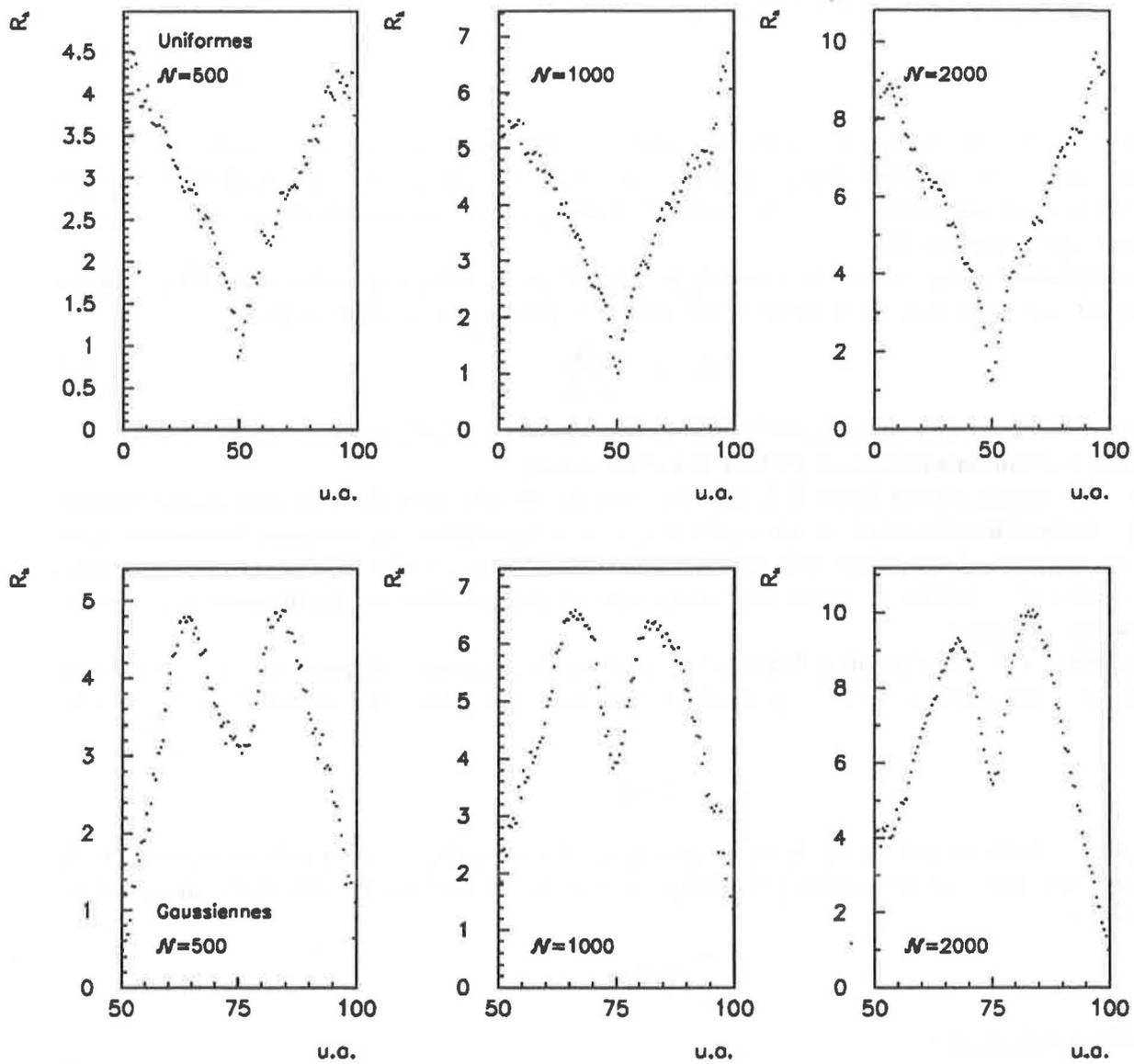


Figure A.1: Rapports R_k obtenus pour différents nombres d'événements.

où α_k est une distribution de probabilité des abscisses de chaque canal, que nous avons normalisée au nombre de combinaisons par l'intermédiaire du facteur \mathcal{N}^2 . Il en résulte que l'écart type dans le canal considéré prend la forme:

$$\sigma_k = \sqrt{2}\Delta \sqrt{\mathcal{N}} \sqrt{\alpha_k} \quad (\text{A.3})$$

Cette relation nous indique que notre paramétrisation doit inclure, explicitement, une proportionnalité de l'incertitude sur les combinaisons à la largeur Δ du canal considéré, et une dépendance en $\sqrt{\mathcal{N}}$, racine du nombre d'événements initiaux. Enfin, considérant que le nombre N_k de combinaisons dans le canal k donné est, localement, proportionnel à Δ , nous sommes conduits à effectuer, canal par canal, la paramétrisation suivante du rapport R_k :

$$R_k(\mathcal{N}) = \frac{\sigma_k}{\sqrt{N_k}} \quad (\text{A.4})$$

$$= a_k \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta}} \sqrt{\mathcal{N}}$$

$$= a_k \sqrt{\Delta} \sqrt{\mathcal{N}} \quad (\text{A.5})$$

où a_k est une fonction de normalisation qui constitue le centre d'intérêt de notre paramétrisation.

Dans le cas général, il est impossible de calculer analytiquement la fonction a_k . Nous allons donc la déterminer empiriquement à partir de nos simulations. Nous avons calculé, sur les distributions uniformes et gaussiennes, les valeurs de l'écart type $\sigma_k(\mathcal{N})$ dans chaque canal de la distribution somme, pour différentes valeurs du nombre \mathcal{N} d'événements initiaux. Sur la figure A.2, nous avons, ensuite, porté le rapport $R_k(\mathcal{N})$ en fonction de ce même nombre, dans deux canaux de petite et de grande statistique, respectivement. Ces canaux (C1, C2, G1 et G2) ont été illustrés sur la figure 4.7. Enfin, nous avons ajusté ce rapport, dans chaque canal k , selon la forme donnée par la relation A.5. Nous pouvons constater que ces fits reproduisent de façon satisfaisante la dépendance observée du rapport R_k avec le nombre d'événements \mathcal{N} . Cette indication montre une cohérence interne entre nos simulations et le développement mathématique. Nous en déduisons la valeur du paramètre de normalisation a_k porté sur la figure A.3. Nous constatons que, dans le même domaine d'écart type ($\pm 1.63\sigma$), ces distributions des paramètres a_k en fonction de l'abscisse du canal k dépendent peu de la forme des distributions initiales (uniformes ou gaussiennes). Cette constatation nous conduit à rechercher une paramétrisation de ces facteurs de normalisation qui soit indépendante de la forme des distributions de départ.

Dans ce but, nous portons les valeurs du paramètre a_k en fonction du contenu relatif de chaque canal N_k/\mathcal{N}^2 (rapport du contenu d'un canal au nombre total de combinaisons). Plus précisément, nous portons, sur la figure A.4, les a_k en fonction du paramètre ξ suivant:

$$\xi = \log \left(\frac{N_{k\text{comb.}}}{\frac{\Delta}{\sigma_{\text{somme}}} \mathcal{N}^2} \right) \quad (\text{A.6})$$

où σ_{somme} est l'écart type de la distribution somme théorique. La fonction \log est utilisée pour dilater l'axe des abscisses. La dépendance en $\Delta/\sigma_{\text{somme}}$ du paramètre ξ permet, d'une part, de s'affranchir du caractère arbitraire de Δ en le normalisant à une grandeur référence (ici l'écart type de la distribution somme), et d'autre part, de normaliser les diverses courbes obtenues pour des nombres de canaux différents. Nous pouvons vérifier, sur les figures A.4 (200 canaux) et A.5 (50 canaux), l'efficacité de ces normalisations. Il apparaît, de plus, que les courbes obtenues à partir des distributions uniformes ou des distributions gaussiennes sont voisines, compte tenu que nous n'avons pas fait figurer les incertitudes sur les valeurs de a_k . C'est sur cette similitude que nous allons baser notre paramétrisation, et nous allons considérer que cette courbe est "universelle" et qu'elle peut s'appliquer sur n'importe quel type de distribution. Dans la pratique, c'est la courbe

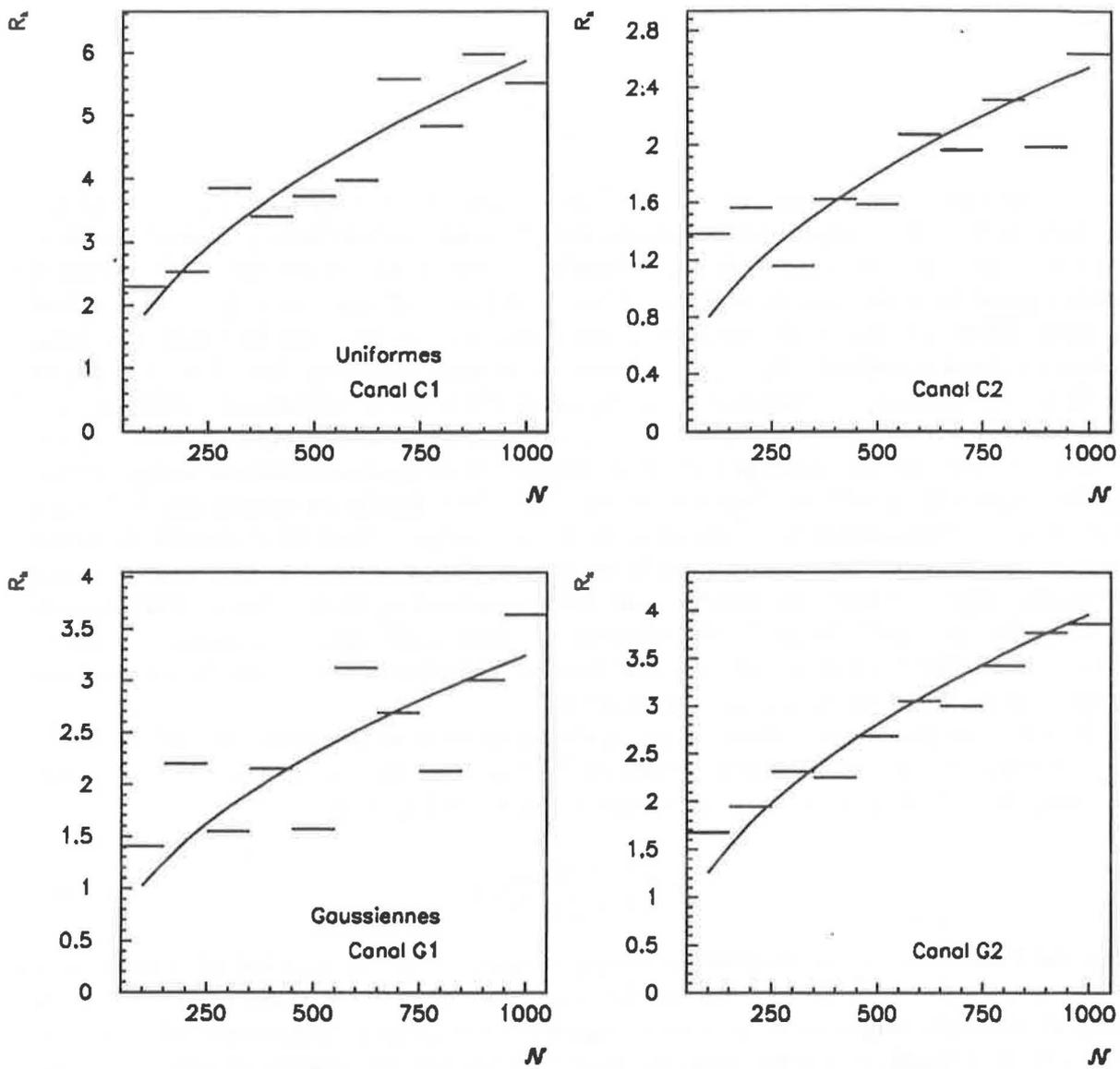


Figure A.2: Rapport R_k en fonction du nombre d'événements initiaux. Nous constatons l'accord entre nos simulations et les prédictions mathématiques. Voir la figure 4.7 pour la définition de C1, C2, G1 et G2.

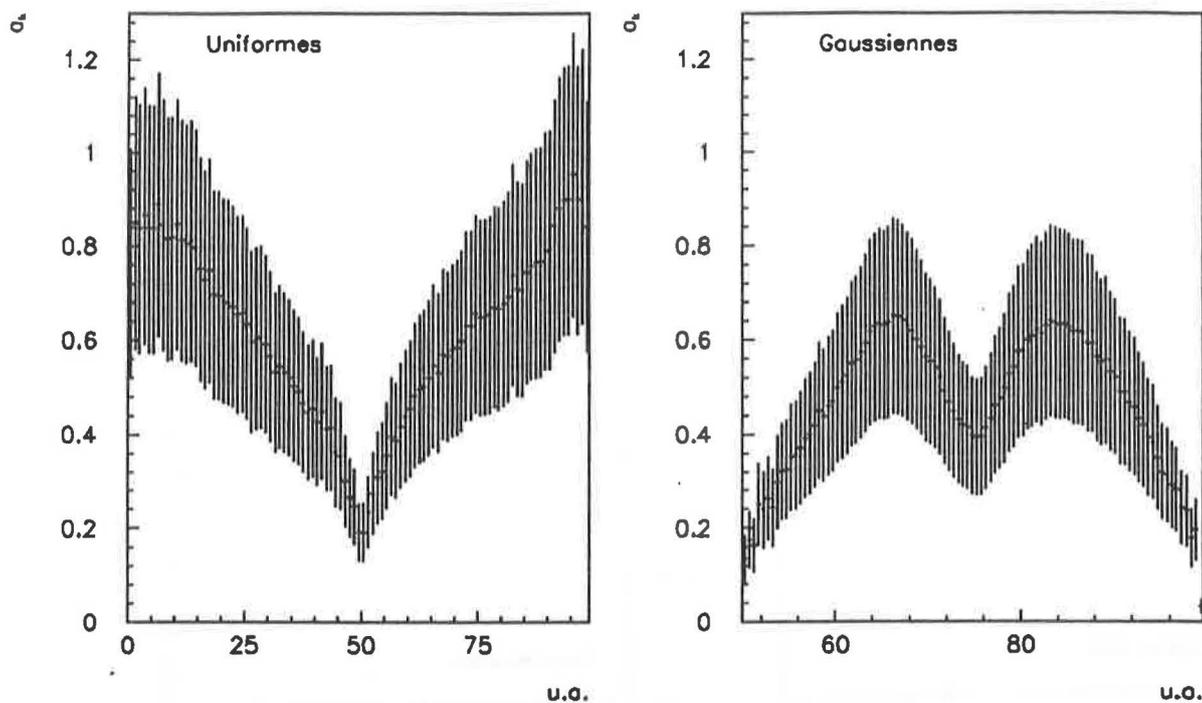


Figure A.3: Paramètre a_k . Les formes des spectres sont compatibles entre les simulations basées sur les distributions uniformes et sur les gaussiennes, dans le même domaine d'écart type ($\pm 1.63\sigma$).

correspondant aux distributions gaussiennes, plus proches de nos distributions physiques, que nous avons choisi de lisser. Nous avons obtenu: (voir figure A.6):

$$a = \begin{cases} 46 \cdot 10^{-3} \xi + 0.75 & \text{pour } \xi < -5 \\ -17 \cdot 10^{-3} \xi^3 - 0.18 \xi^2 - 0.62 \xi - 13 \cdot 10^{-4} & \text{pour } \xi > -5 \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Afin de vérifier notre paramétrisation, nous réappliquons la formule de l'incertitude, dans sa forme finale, sur divers canaux de la distribution somme, et nous voyons, sur la figure A.7, que l'incertitude calculée reproduit bien l'écart standard obtenu par les simulations. Par ailleurs, c'est cette paramétrisation qui est utilisée sur la figure 4.12 pour calculer les incertitudes. Dans les régions situées à plus de 4 écarts standards de la valeur moyenne, les biais importants observés sont rendus compatibles avec 1. Enfin, nous avons affecté les distributions de combinaisons des figures 4.8 et 4.9 des incertitudes résultant de notre paramétrisation. Les figures A.8 et A.9 montrent que, dans ce cas, les distributions de combinaisons sont rendues compatibles avec les distributions théoriques.

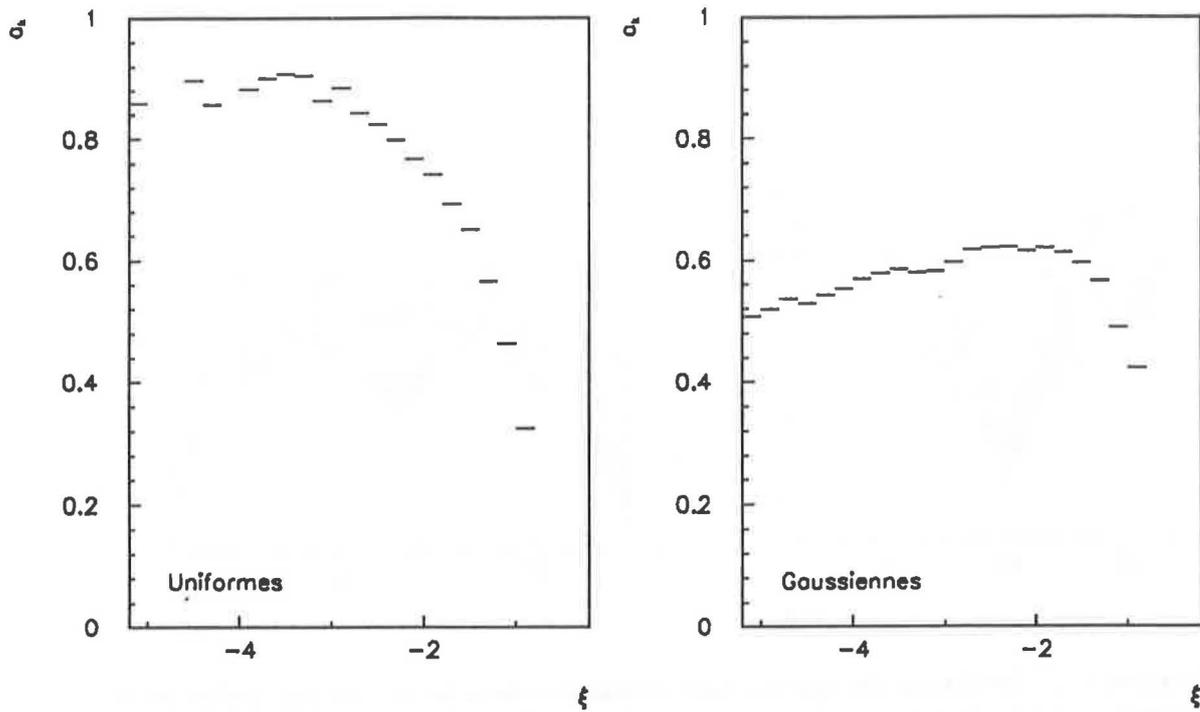


Figure A.4: Paramètre a_k en fonction du contenu relatif de chaque canal (200 canaux actifs).

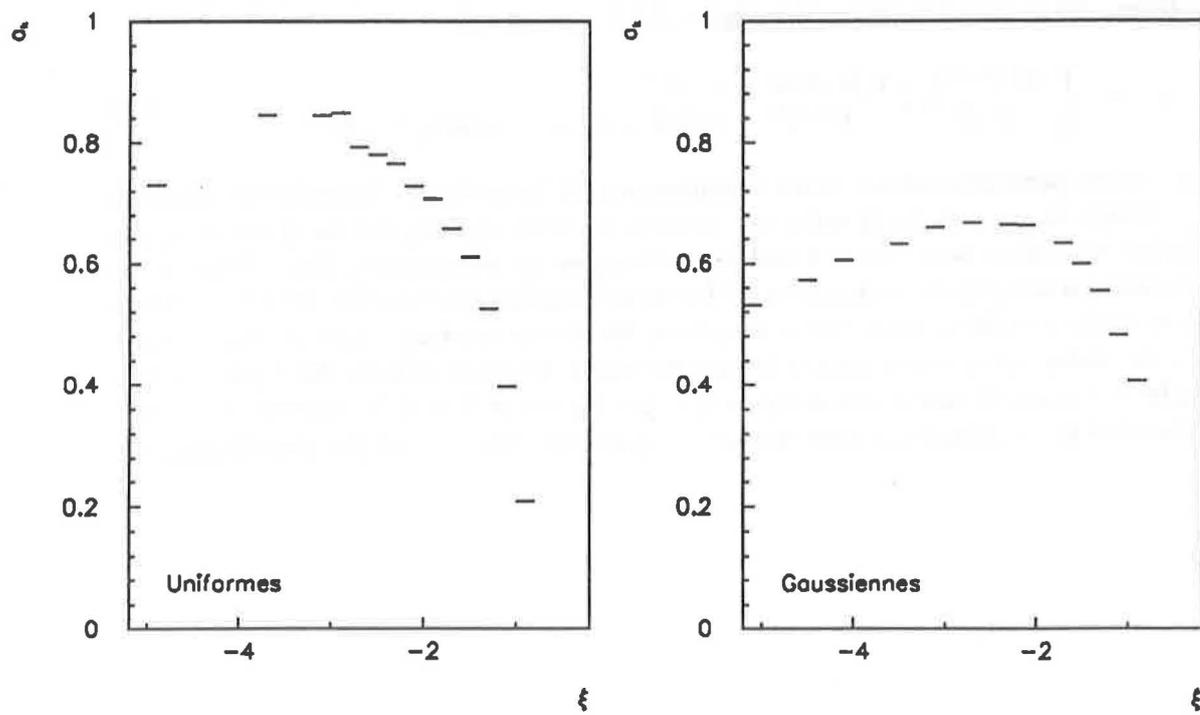


Figure A.5: Même légende que la figure A.4 pour 50 canaux actifs dans le spectre des combinaisons.

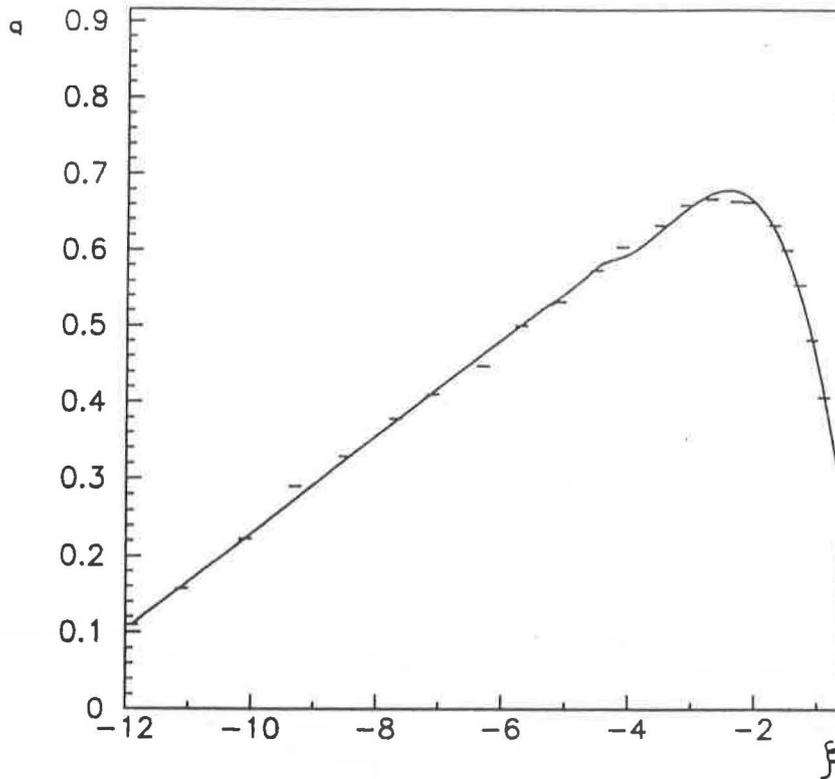


Figure A.6: Lissage de a_k en fonction du contenu relatif de chaque canal.

En résumé, nos simulations nous permettent d'exprimer l'incertitude dans un canal d'une distribution de combinaisons sous la forme suivante:

$$\sigma_k = a_k(\xi) \sqrt{N_k} \sqrt{\mathcal{N}} \quad (\text{A.8})$$

où:

$$\xi = \log \left(\frac{N_{k_{comb.}}}{\frac{\Delta}{\sigma_{somme}} \mathcal{N}^2} \right) \quad (\text{A.9})$$

et:

$$a = \begin{cases} 46 \cdot 10^{-3} \xi + 0.75 & \text{pour } \xi < -5 \\ -17 \cdot 10^{-3} \xi^3 - 0.18 \xi^2 - 0.62 \xi - 13 \cdot 10^{-4} & \text{pour } \xi > -5 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

Cette paramétrisation a été employée lors de toutes nos analyses.

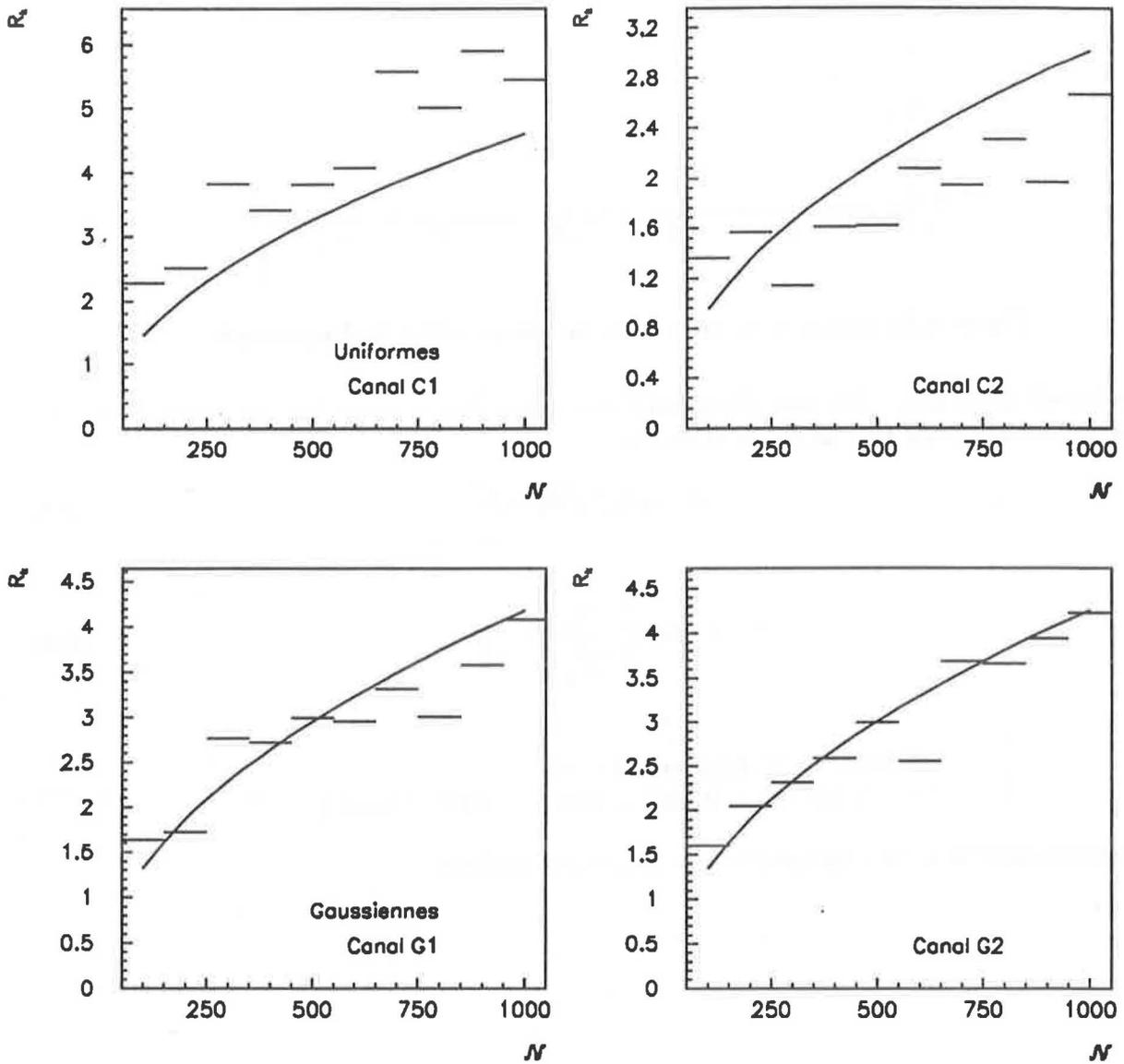


Figure A.7: Application de la forme paramétrée de l'incertitude. Voir le texte pour la définition de C1, C2, G1 et G2.

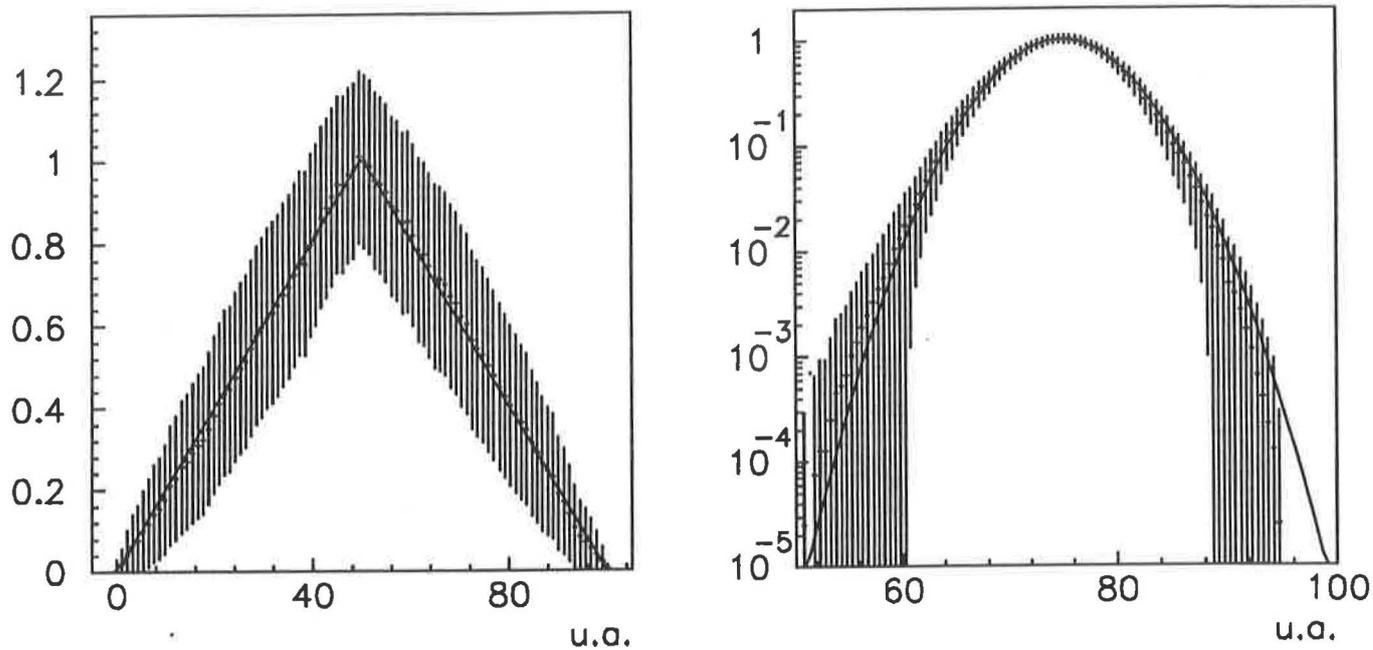


Figure A.8: Comparaison d'une distribution de combinaisons avec la distribution théorique correspondante avec $\mathcal{N} = 1000$ événements initiaux. Les incertitudes résultant de notre paramétrisation rendent ces distributions compatibles entre elles. Ces incertitudes semblent surestimées pour les distributions uniformes.

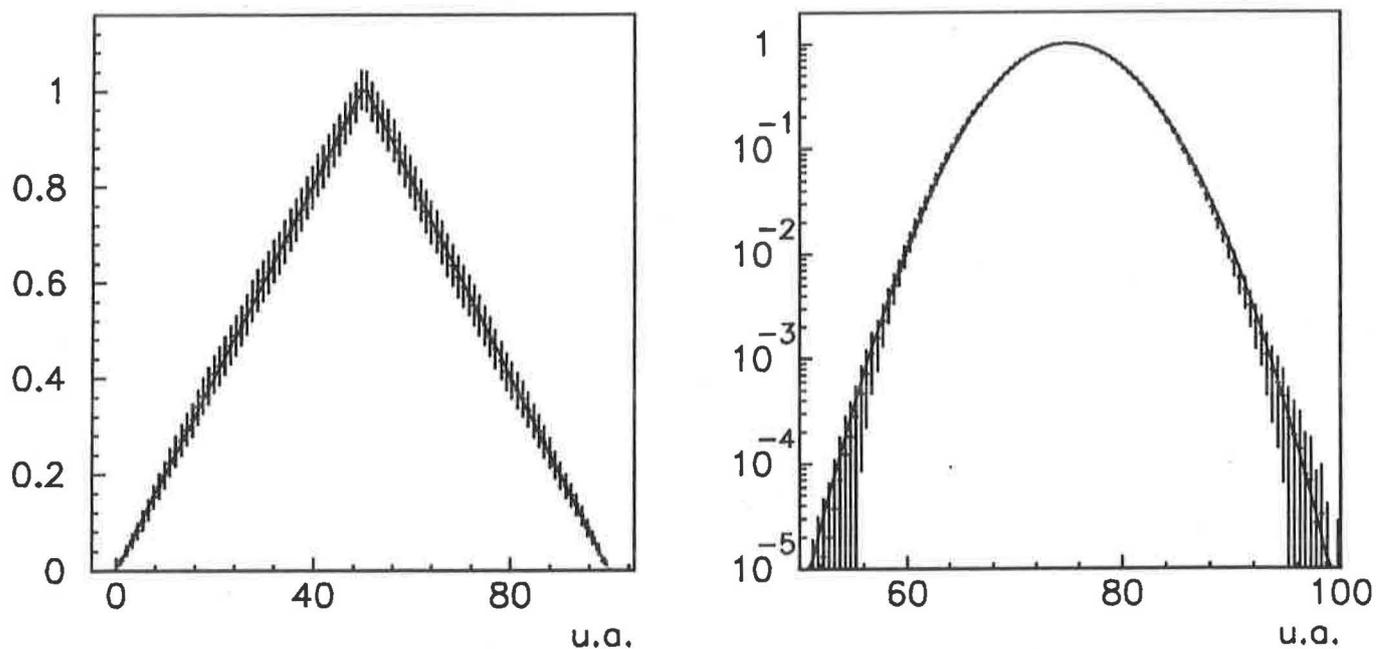


Figure A.9: Comparaison d'une distribution de combinaisons avec la distribution théorique correspondante avec $\mathcal{N} = 5000$ événements initiaux. Les incertitudes résultant de notre paramétrisation rendent ces distributions compatibles entre elles.

Annexe B

Formulation mathématique de l'incertitude sur la méthode des combinaisons de muons.

B.1 Position du problème et définitions.

La détermination de notre bruit de fond expérimental à l'aide de la méthode des combinaisons de muons, décrite lors du chapitre 4, est entachée d'une incertitude liée à l'usage multiple d'une même information, en l'occurrence, les muons individuels. La paramétrisation de ces incertitudes, qui fait l'objet de l'annexe précédente, s'est inspirée, en partie, d'une formulation mathématique décrite dans la référence [BEH90] nous rapportons, ici.

Soient deux grandeurs x et y , mono ou multidimensionnées, et leurs distributions de probabilité respectives f_x et f_y . On effectue m mesures de x (x_1, x_2, \dots, x_m) et n mesures de y (y_1, y_2, \dots, y_n). Soit la *statistique* (terme consacré dans le domaine des probabilités) $T(x, y)$, une fonction des deux grandeurs mesurées, on veut estimer la probabilité p_I que T prenne une quelconque valeur dans un intervalle I donné ($I = [T_1, T_2]$):

$$p_I = p(T \in I) \quad (\text{B.1})$$

dans les cas où:

1. dans l'ensemble des couples (x_i, y_j) chaque mesure x_i et y_j n'est employée qu'une seule fois (\implies le nombre de couples réalisable est égal au minimum de n et m , $\min(m, n)$). Nous supposons systématiquement, dans la suite $m < n$.
2. on réalise toutes les combinaisons possibles (x_i, y_j) avec $1 < i < m$ et $1 < j < n$.

Pour évaluer cette probabilité, on va considérer les estimateurs \hat{p}_I et $\hat{\pi}_I$, se rapportant respectivement aux cas 1) et 2), définis comme suit:

$$\hat{p}_I = \sum_{\substack{i, j \\ \text{i et j uniques}}} \frac{\mathcal{U}\{T(x_i, y_j) \in I\}}{\min(m, n)} \quad (\text{B.2})$$

$$\hat{\pi}_I = \sum_{i=1, j=1}^{i=m, j=n} \frac{\mathcal{U}\{T(x_i, y_j) \in I\}}{mn} \quad (\text{B.3})$$

où la fonction \mathcal{U} est appelée l'*indicateur* et prend la valeur 1 si la condition $T \in I$ est réalisée et 0 sinon.

En effectuant de nombreuses expériences consistant à tirer m valeurs de x dans f_x et n valeurs de y dans f_y , on peut calculer l'espérance mathématique de chacun des estimateurs \hat{p}_I et $\hat{\pi}_I$, ainsi que leur variance. On remarque, intuitivement, que l'espérance de \hat{p}_I doit tendre vers la probabilité p_I . Nos simulations ont montré qu'il doit en être de même de l'espérance de $\hat{\pi}_I$. Le calcul des variances, quant à lui, doit montrer un comportement de type statistique pour \hat{p}_I tandis que pour $\hat{\pi}_I$, on espère retrouver le comportement observé lors des simulations.

Nous prendrons, dans la suite, les notations suivantes:

- $dp(x_i) = f(x_i)dx_i$
- $dp(y_j) = f(y_j)dy_j$

B.2 Espérances mathématiques.

B.2.1 Espérance de l'estimateur \hat{p}_I .

Soit $E(\hat{p}_I)$ l'espérance de l'estimateur \hat{p}_I .

$$E(\hat{p}_I) = \frac{1}{m} \int \sum_{\substack{i,j \\ i \text{ et } j \text{ uniques}}} \mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\} \prod_{i=1}^{i=m} dp(x_i) \prod_{j=1}^{j=n} dp(y_j) \quad (\text{B.4})$$

Pour un terme S_{i_0, j_0} donné de la somme, on obtient:

$$S_{i_0, j_0} = \frac{1}{m} \int \mathcal{U} \{T(x_{i_0}, y_{j_0}) \in I\} dp(x_{i_0}) dp(y_{j_0}) \prod_{i \neq i_0} dp(x_i) \prod_{j \neq j_0} dp(y_j) \quad (\text{B.5})$$

Or, l'intégrale sur les termes $\prod_{i \neq i_0}$ et $\prod_{j \neq j_0}$ est égale à 1 par définition des densités de probabilités f_x et f_y . Les termes S_{i_0, j_0} étant au nombre de m , il en résulte:

$$E(\hat{p}_I) = \int \mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\} dp(x_i) dp(y_j) \quad (\text{B.6})$$

$$= p_I \quad (\text{B.7})$$

B.2.2 Espérance de l'estimateur $\hat{\pi}_I$.

Soit $E(\hat{\pi}_I)$ l'espérance de $\hat{\pi}_I$:

$$E(\hat{\pi}_I) = \frac{1}{mn} \int \sum_{i=1, j=1}^{i=m, j=n} \mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\} \prod_{i=1}^{i=m} dp(x_i) \prod_{j=1}^{j=n} dp(y_j) \quad (\text{B.8})$$

Le même type de développement que ci-dessus conduit à:

$$E(\hat{\pi}_I) = \int \mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\} dp(x_i) dp(y_j) \quad (\text{B.9})$$

$$= p_I \quad (\text{B.10})$$

Les deux estimateurs que nous avons définis convergent bien vers la probabilité p_I .

B.3 Variances.

B.3.1 Variance de l'estimateur \hat{p}_I .

La variance de l'estimateur \hat{p}_I se définit comme suit:

$$V(\hat{p}_I) = E(\hat{p}_I^2) - [E(\hat{p}_I)]^2 \quad (\text{B.11})$$

Dans cette expression, $E(\hat{p}_I)$ est connu et $E(\hat{p}_I^2)$ reste à calculer. Ce dernier terme s'écrit:

$$E(\hat{p}_I^2) = \frac{1}{m^2} \int \left[\sum_{i=1, j=1}^{i=m, j=n} \mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\} \right] \left[\sum_{i'=1, j'=1}^{i'=m, j'=n} \mathcal{U} \{T(x_{i'}, y_{j'}) \in I\} \right] \prod_{i=1}^{i=m} dp(x_i) \prod_{j=1}^{j=n} dp(y_j) \quad (\text{B.12})$$

De la même façon que précédemment, nous allons extraire des termes particuliers de chacune des sommes qui seront accompagnés de termes *produits* dont l'intégrale vaut 1. Ces termes particuliers comptent deux catégories:

- les termes α_1 dans lesquels $i = i'$ et $j = j'$, qui sont au nombre de m .

$$\alpha_1 = \int [\mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\}] [\mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\}] dp(x_i) dp(y_j) \quad (\text{B.13})$$

Ils font apparaitre l'expression suivante:

$$[\mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\}]^2 = \mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\} \quad (\text{B.14})$$

dont l'espérance vaut p_I .

- les termes α_2 dans lesquels $i \neq i'$ et $j \neq j'$ au nombre de $m(m-1)$, et de la forme:

$$\alpha_2 = \int [\mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\}] [\mathcal{U} \{T(x_{i'}, y_{j'}) \in I\}] dp(x_i) dp(x_{i'}) dp(y_j) dp(y_{j'}) \quad (\text{B.15})$$

et l'espérance de l'expression:

$$\mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\} \mathcal{U} \{T(x_{i'}, y_{j'}) \in I\} \quad (\text{B.16})$$

vaut p_I^2 .

Il en résulte que:

$$\begin{aligned} V(\hat{p}_I) &= \frac{1}{m^2} [m(m-1)p_I^2 + mp_I] - p_I^2 \\ &= \frac{1}{m} p_I (1 - p_I) \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Comme on pouvait s'y attendre, on retrouve l'expression de la variance pour une distribution multinômiale.

B.3.2 Variance de l'estimateur $\hat{\pi}_I$.

L'expression de la variance $V(\hat{\pi}_I)$ est, comme précédemment:

$$V(\hat{\pi}_I) = E(\hat{\pi}_I^2) - [E(\hat{\pi}_I)]^2 \quad (\text{B.18})$$

Il nous faut calculer $E(\hat{\pi}_I^2)$ dont l'expression est la suivante:

$$E(\hat{\pi}_I^2) = \frac{1}{(mn)^2} \int \left[\sum_{i=1, j=1}^{i=m, j=n} \mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\} \right] \left[\sum_{i'=1, j'=1}^{i'=m, j'=n} \mathcal{U} \{T(x_{i'}, y_{j'}) \in I\} \right] \prod_{i=1}^{i=m} dp(x_i) \prod_{j=1}^{j=n} dp(y_j) \quad (\text{B.19})$$

Cette fois, il faut distinguer quatre catégories de termes:

- les termes pour lesquels $i = i'$ et $j = j'$ au nombre de mn et dont l'espérance est p_I
- les termes α_x pour lesquels $i = i'$ et $j \neq j'$ au nombre de $mn(n-1)$, dont l'espérance vaut:

$$\alpha_x = \int [\mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\}] [\mathcal{U} \{T(x_i, y_{j'}) \in I\}] dp(x_i) dp(y_j) dp(y_{j'}) \quad (\text{B.20})$$

- les termes α_y pour lesquels $i \neq i'$ et $j = j'$ au nombre de $mn(m-1)$, dont l'espérance vaut:

$$\alpha_y = \int [\mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\}] [\mathcal{U} \{T(x_{i'}, y_j) \in I\}] dp(x_i) dp(x_{i'}) dp(y_j) \quad (\text{B.21})$$

- les termes pour lesquels $i \neq i'$ et $j \neq j'$ au nombre de $mn(m-1)(n-1)$ et dont l'espérance est p_I^2 .

L'expression de la variance devient alors:

$$\begin{aligned} V(\hat{\pi}_I) &= \frac{1}{(mn)^2} [mn(m-1)(n-1)p_I^2 + mn(n-1)\alpha_x + mn(m-1)\alpha_y + mnp_I] - p_I^2 \\ &= \frac{1}{mn} [(1-m-n)p_I^2 + (n-1)\alpha_x + (m-1)\alpha_y + p_I] \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

B.3.3 Comparaison des variances.

Dans un cas général, les expressions sont complexes. Nous nous plaçons dans un cas simplifié où

- f_x est identique à f_y .
- m et n sont égaux et très grands devant 1.

Nous avons alors:

$$\alpha_x = \alpha_y = \alpha \quad (\text{B.23})$$

et en négligeant la contribution du terme en p_I , l'expression de la variance de l'estimateur $\hat{\pi}_I$ devient:

$$V(\hat{\pi}_I) \simeq \frac{2}{m} (\alpha - p_I^2) \quad (\text{B.24})$$

$$\text{avec: } \alpha = \int [\mathcal{U} \{T(x, y) \in I\}] [\mathcal{U} \{T(x, y') \in I\}] dp(x) dp(y) dp(y') \quad (\text{B.25})$$

$$= \int [\mathcal{U} \{T(x, y) \in I\}] [\mathcal{U} \{T(x', y) \in I\}] dp(x) dp(y) dp(x') \quad (\text{B.26})$$

Afin de simplifier, encore, les expressions, nous allons considérer que I est un intervalle de largeur Δ , centré autour de la valeur t :

$$\mathcal{U} \{T(x, y) \in I\} = \Delta \delta(T(x, y) - t) \quad (\text{B.27})$$

Dans ce cas la fonction \mathcal{U} perd son caractère d'indicatrice en ce sens qu'elle ne prend plus la valeur 1 pour $T(x, y) = t$. Néanmoins, son intégrale sur l'intervalle I est égale à Δ comme si sa valeur était 1 sur toute la largeur de l'intervalle. Ce qui donne une nouvelle expression de α :

$$\alpha = \Delta^2 \int \delta(T(x, y) - t) \delta(T(x, y') - t) dp(x) dp(y) dp(y') \quad (\text{B.28})$$

$$= \Delta^2 \alpha_{\text{ponctuel}}(t) \quad (\text{B.29})$$

Il vient, alors:

$$V(\hat{\pi}_I) = \frac{2}{m} (\Delta^2 \alpha_{\text{ponctuel}}(t) - \Delta^2 f_T^2(t)) \quad (\text{B.30})$$

$$= \frac{2}{m} \Delta^2 (\alpha_{\text{ponctuel}}(t) - f_T^2(t)) \quad (\text{B.31})$$

où $f_T(t)$ est la densité de probabilité de $T(x, y)$.

Le calcul de la variance de l'estimateur \hat{p}_I donne:

$$V(\hat{p}_I) = \frac{\Delta}{m} f_T(t)(1 - \Delta f_T(t)) \quad (\text{B.32})$$

Le rapport des variances:

$$\frac{V(\hat{\pi}_I)}{V(\hat{p}_I)} = 2\Delta \frac{[\alpha_{\text{ponctuel}}(t) - f_T^2(t)]}{f_T(t)(1 - \Delta f_T(t))} \quad (\text{B.33})$$

montre que, si la largeur Δ de l'intervalle I devient suffisamment petite, la variance de l'estimateur $\hat{\pi}$ devient beaucoup plus faible que la variance de l'estimateur \hat{p}_I . Par ailleurs, cette relation met en évidence la proportionnalité de $V(\hat{\pi}_I)$ avec la largeur Δ du canal dont il a été fait usage lors de nos paramétrisations de l'annexe précédente.

B.3.4 Cas de deux lois uniformes.

Nous nous plaçons dans les mêmes approximations que dans la section précédente, et nous prenons pour f_x et f_y une distribution uniforme entre 0 et 1. Nous choisissons la statistique $T(x, y)$ comme suit:

$$T(x, y) = x + y \quad (\text{B.34})$$

Ces distributions sont présentées sur la figure B.1

On obtient, alors:

$$\alpha_{\text{ponctuel}} = \int \delta(x + y - t) \delta(x + y' - t) dx dy dy' \quad (\text{B.35})$$

$$= \int \delta(x + y - t) \delta(y - y') dx dy dy' \quad (\text{B.36})$$

$$= \int \delta(x + y - t) dx dy \quad (\text{B.37})$$

$$= \int \left\{ \begin{array}{l} 0 < t - x < 1 \\ 0 < x < 1 \end{array} \right. dx \quad (\text{B.38})$$

$$= \int_{t-1 < x < t} dx \quad (\text{B.39})$$

$$= \left\{ \begin{array}{l} t \text{ pour } t < 1 \\ 2 - t \text{ pour } t > 1 \end{array} \right. \quad (\text{B.40})$$

$$= f_T(t) \quad (\text{B.41})$$

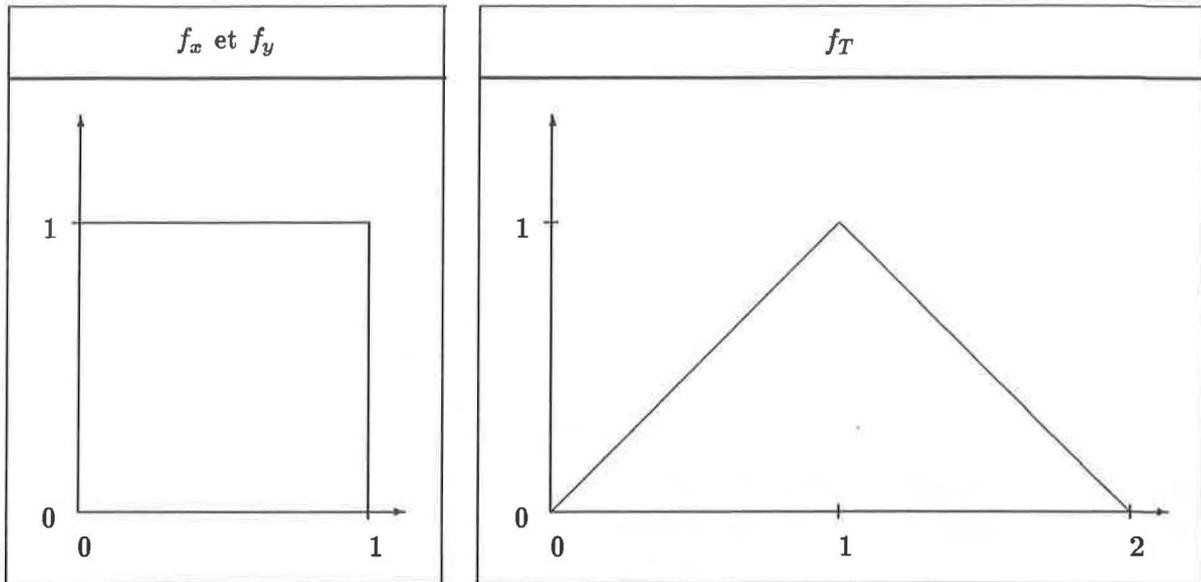


Figure B.1: Distributions uniformes et leur distribution somme.

D'où finalement:

$$V(\hat{\pi}_{(t,\Delta)}) = \frac{2\Delta^2}{m} [f_T(t) - f_T^2(t)] \quad (\text{B.42})$$

B.4 Matrice de covariance.

Pour compléter cette étude, nous avons accès à la matrice de covariance qui nous permettra ensuite de calculer les corrélations entre canaux dans un spectre de combinaisons.

B.4.1 Covariance de l'estimateur \hat{p} .

Pour ce calcul, nous allons considérer deux intervalles quelconques I et J tels que:

$$I = [T_1, T_2] \quad (\text{B.43})$$

$$J = [T'_1, T'_2] \quad (\text{B.44})$$

L'expression de la covariance entre ces intervalles est donnée par:

$$\text{Cov}(\hat{p}_I, \hat{p}_J) = E(\hat{p}_I, \hat{p}_J) - E(\hat{p}_I)E(\hat{p}_J) \quad (\text{B.45})$$

$$= E \left[\frac{1}{m^2} (\mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\}) (\mathcal{U} \{T(x_{i'}, y_{j'}) \in J\}) \right] - p_I p_J \quad (\text{B.46})$$

Le premier terme du second membre se décompose comme suit:

- Termes γ_1 pour lesquels $i = i'$ et $j = j'$, au nombre de m , et de la forme:

$$\gamma_1 = \int \mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in I\} \mathcal{U} \{T(x_i, y_j) \in J\} dp_x, dp_y \quad (\text{B.47})$$

Dans le cas intéressant où $I \cap J = \emptyset$ ces termes sont nuls.

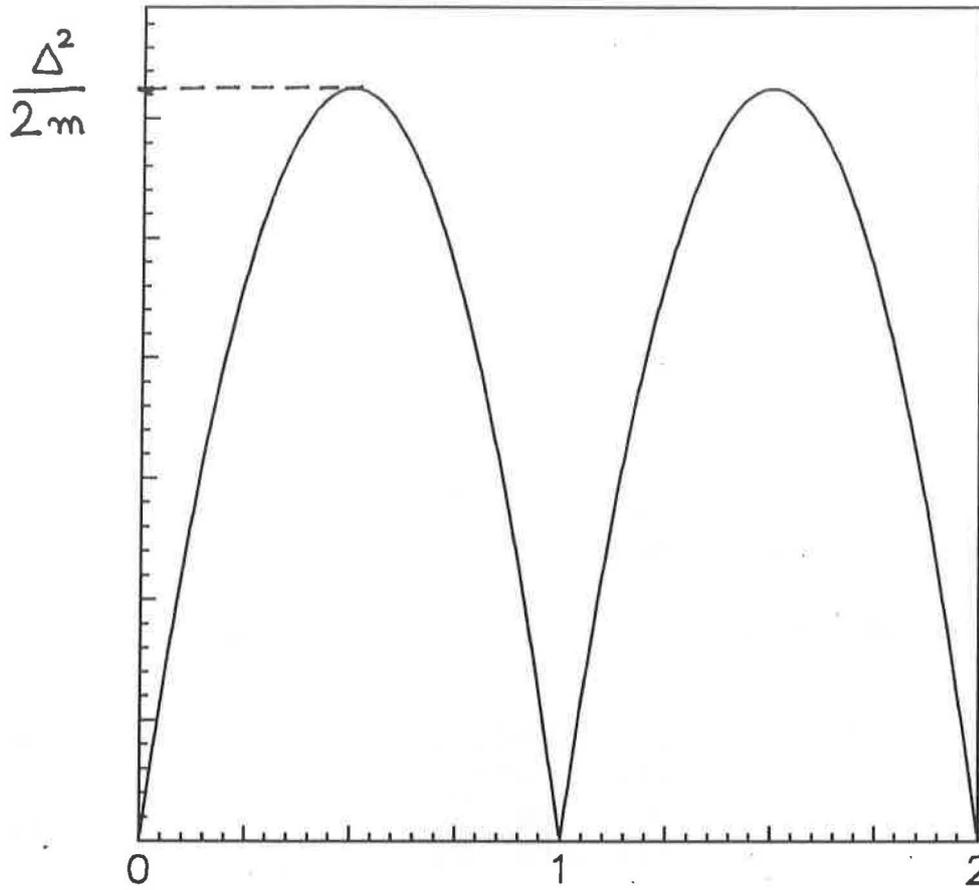


Figure B.2: Variance de l'estimateur $\hat{\pi}_{(t,\Delta)}$ dans le cas de distributions uniformes.

- Termes γ_2 pour lesquels $i \neq i'$ et $j \neq j'$, au nombre de $m(m-1)$, et de la forme:

$$\gamma_2 = \int \mathcal{U}\{T(x_i, y_j) \in I\} \mathcal{U}\{T(x_{i'}, y_{j'}) \in J\} dp_{x_i} dp_{y_j} dp_{x_{i'}} dp_{y_{j'}} \quad (\text{B.48})$$

$$= p_{IPJ} \quad (\text{B.49})$$

Donc, si $I \cap J = \emptyset$, la covariance prend la forme suivante:

$$\text{Cov}(\hat{p}_I, \hat{p}_J) = \frac{m(m-1)}{m^2} p_{IPJ} - p_{IPJ} \quad (\text{B.50})$$

$$= -\frac{p_{IPJ}}{m} \quad (\text{B.51})$$

B.4.2 Covariance de l'estimateur $\hat{\pi}$.

De même que précédemment:

$$\text{Cov}(\hat{\pi}_I, \hat{\pi}_J) = E(\hat{\pi}_I, \hat{\pi}_J) - E(\hat{\pi}_I) E(\hat{\pi}_J) \quad (\text{B.52})$$

Nous effectuons, alors, le même type de développement que lors du calcul de la variance, à savoir, un classement en quatre catégories:

- Termes dans lesquels $i = i'$ et $j = j'$ dont nous avons vu qu'ils sont nuls dans le cas où $I \cap J = \emptyset$.
- Termes β_x dans lesquels $i = i'$ et $j \neq j'$.
- Termes β_y dans lesquels $i \neq i'$ et $j = j'$.
- Termes dans lesquels $i \neq i'$ et $j \neq j'$ qui sont égaux à p_{IPJ} .

Il vient, alors:

$$Cov(\hat{\pi}_I, \hat{\pi}_J) = \frac{(n-1)\beta_x + (m-1)\beta_y + (1-m-n)p_I p_J}{mn} \quad (\text{B.53})$$

B.5 Coefficients de corrélation.

La corrélation ρ entre deux grandeurs u et v est définie par:

$$\rho_{u,v} = \frac{Cov(u,v)}{\sqrt{V(u)V(v)}} \quad (\text{B.54})$$

Nous appliquons cette formule à nos deux estimateurs.

B.5.1 Cas de l'estimateur \hat{p} .

$$\rho_{\hat{p}} = -\frac{p_I p_J}{\sqrt{p_I(1-p_I)p_J(1-p_J)}} \quad (\text{B.55})$$

$$= -\sqrt{\frac{p_I p_J}{(1-p_I)(1-p_J)}} \quad (\text{B.56})$$

Si on se replace dans les conditions décrites dans la section B.3.4, on aboutit à:

$$\rho_{t_1, t_2} = -\Delta \sqrt{f_T(t_1) f_T(t_2)} \quad (\text{B.57})$$

et les corrélations tendent à s'annuler quand la largeur Δ des intervalles I et J tend vers 0.

B.5.2 Cas de l'estimateur $\hat{\pi}$.

En détaillant l'expression de la covariance, on peut constater que chaque terme (β_x, β_y et $p_I p_J$) a une dépendance en Δ^2 .

$$\beta_x = \Delta^2 \int \delta(T(x, y) - t) \delta(T(x, y') - t) dp(x) dp(y) dp(y') \quad (\text{B.58})$$

$$\beta_y = \Delta^2 \int \delta(T(x, y) - t) \delta(T(x', y) - t) dp(x) dp(x') dp(y) \quad (\text{B.59})$$

$$p_I p_J = p[T(x, y) \in I] p[T(x, y) \in J] \quad (\text{B.60})$$

$$\propto \Delta^2 \quad (\text{B.61})$$

Il en est de même des variances des estimateurs $\hat{\pi}_I$ et $\hat{\pi}_J$.

$$V(\hat{\pi}_I) = \frac{2}{m} \Delta^2 (\alpha_{\text{ponctuel}}(t) - f_T^2(t)) \quad (\text{B.62})$$

$$= V(\hat{\pi}_J) \quad (\text{B.63})$$

Nous en déduisons que, lorsque $\Delta \rightarrow 0$ les corrélations de l'estimateur $\hat{\pi}$ tendent vers une constante.

Liste des Figures

1.1	Image naïve du plasma de quarks et de gluons.	6
1.2	Diagramme de phase de la matière nucléaire.	7
1.3	Densité d'énergie en fonction de la température.	7
1.4	Schéma d'une collision centrale.	8
1.5	Evolution du plasma.	9
1.6	$\langle p_T \rangle$ en fonction de la densité d'énergie.	11
1.7	$\langle p_T \rangle$ en fonction de la densité d'énergie.	11
1.8	Nombres moyens de Λ et de K^0 en fonction de la centralité de la collision.	13
1.9	Evolution du rapport ϕ sur continuum en fonction de l'énergie transverse.	13
1.10	Energie de liaison du quarkonium.	14
1.11	Evolution du rayon de Debye avec la température.	14
1.12	Comparaison du rayon de Debye avec les distances de dissociation de quelques états liés de quarks en fonction de la température.	15
1.13	Description de la région d'interaction et du plasma dans un modèle statique	16
1.14	Suppression du J/ψ en fonction de l'impulsion transverse.	18
1.15	Suppression du J/ψ dans les collisions O-U en fonction de la densité d'énergie.	18
1.16	Rapport ψ/C en fonction de la densité d'énergie dans les réactions p-U, O-U et S-U.	21
1.17	Paramétrisation des spectres d'énergie transverse pour les événements minimum bias, pour le continuum et pour le J/ψ	22
1.18	Evolution du $\langle p_T^2 \rangle$ pour le J/ψ et le continuum en fonction d'un paramètre relié à la densité d'énergie.	23
1.19	$R(p_T)$	23
1.20	Proportion de J/ψ subsistants en fonction de l'impulsion transverse.	24
1.21	Proportion de J/ψ subsistants en fonction du nombre de nucléons participants.	24
2.1	Le spectromètre à muons (vue générale).	27
2.2	Spectre de reconnaissance des cibles à l'aide de l'algorithme en O-U. Les cibles réelles sont placées sur les positions paires (2, 4, ...).	30
3.1	Spectre de masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$ en p-U.	34
3.2	Spectre de masse invariante des paires $\mu^+\mu^+$ en S-U.	34
3.3	Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de la masse invariante, en S-U.	38
3.4	Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de l'impulsion transverse et de la variable de Feynman x_F , en S-U.	38
3.5	Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de la masse invariante, en S-U (données coupées image).	40
3.6	Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de l'impulsion transverse et de la variable de Feynman x_F , en S-U (données coupées image).	40
3.7	Fit exponentiel d'un spectre de paires $\mu^+\mu^+$ en fonction de la masse invariante $M_{\mu\mu}$	45
3.8	Comparaison du fond obtenu avec et sans la méthode des lissages.	45
4.1	Construction des combinaisons.	47

4.2	Spectres de masse invariante, d'impulsion transverse et de la variable de Feynman obtenus par la méthode des combinaisons de muons.	48
4.3	Combinaisons dans une classe de muons de même signe.	49
4.4	Rapport des combinaisons en S-U restaurées après la coupure DD, et des événements non coupés en S-U.	51
4.5	Rapport des combinaisons en O-Cu restaurées après la coupure CD, et des événements non coupés en S-U.	51
4.6	Rapport normalisé d'une distribution de muons avec la distribution coupées image correspondante.	52
4.7	Distributions uniformes et gaussiennes, et leur distribution somme respective.	54
4.8	Résultat d'une expérience sur les distributions uniformes.	56
4.9	Résultat d'une expérience sur les distributions gaussiennes.	56
4.10	Evolution de la valeur moyenne et de la variance des distributions de combinaisons avec le nombre d'événements.	57
4.11	Evolution de l'estimateur Λ^2 avec le nombre d'événements associé à une expérience.	58
4.12	Rapport de la distribution des combinaisons et de la distribution théorique dans une expérience.	59
4.13	Ecarts standards de la distribution des combinaisons.	60
4.14	Ecarts standards de la distribution des combinaisons avec deux fois plus de canaux.	60
4.15	Incertitude relative dans les distributions de combinaisons.	62
4.16	Cas idéal pour les distributions uniformes.	62
4.17	Contributions absolues à l'incertitude sur le signal quand le bruit de fond est estimé par $2\sqrt{}$, en S-U, données coupées DD-image.	65
4.18	Contributions à l'incertitude sur le signal par soustraction des combinaisons, en S-U, données coupées DD-image.	65
4.19	Rapport N^{++}/N^{--} en fonction de la masse invariante, en S-U (données coupées DD).	67
4.20	Rapport des combinaisons N^{++}/N^{--} en fonction de la masse invariante, en S-U.	68
4.21	Différence entre le bruit de fond estimé par la méthode des combinaisons de muons et l'estimation donnée par la formule 3.23) sur les données S-U coupées DD.	70
4.22	Différence entre le bruit de fond estimé par la méthode des combinaisons de muons et l'estimation donnée par la formule 3.23) sur les données S-U coupées image.	70
4.23	S-U. Signal normalisé à la région du J/ψ en fonction de la ciblette.	71
4.24	O-U. Signal normalisé à la région du J/ψ en fonction de la ciblette.	72
4.25	Rapport du signal en champ (+) sur le signal en champ (-) en S-U.	73
4.26	Rapport du signal en champ (+) sur le signal en champ (-) en O-U.	73
5.1	Spectres d'énergie transverse neutre pour chaque système.	78
5.2	Efficacité de l'algorithme cible en O-Cu (à gauche) et en S-U (à droite).	80
5.3	Ajustement du spectre de masse invariante en S-U intégré en énergie transverse.	84
5.4	Paramètre de pente du continuum en fonction de l'énergie transverse pour tous les systèmes.	85
5.5	Notre méthode d'extraction du rapport ψ/C	86
5.6	Rapports des bandes de masses du continuum en fonction de l'énergie transverse pour tous les systèmes.	87
5.7	Shadowing mesuré entre divers couples de noyaux.	90
5.8	ψ/C en fonction de l'énergie transverse neutre en O-Cu.	95
5.9	ψ/C en fonction de l'énergie transverse neutre en O-U.	96
5.10	ψ/C en fonction de l'énergie transverse neutre en S-U.	97
5.11	ψ/C en fonction de la densité d'énergie pour tous les systèmes.	100
5.12	Fits des ψ/C en fonction de la densité d'énergie.	102
A.1	Rapports R_k obtenus pour différents nombres d'événements.	108
A.2	Rapport R_k en fonction du nombre d'événements initiaux.	110

A.3	Paramètre a_k .	111
A.4	Paramètre a_k en fonction du contenu relatif de chaque canal (200 canaux actifs).	112
A.5	Même légende que la figure A.4 pour 50 canaux actifs dans le spectre des combinaisons.	112
A.6	Lissage de a_k en fonction du contenu relatif de chaque canal.	113
A.7	Application de la forme paramétrée de l'incertitude.	114
A.8	Comparaison d'une distribution de combinaisons avec la distribution théorique correspondante avec $\mathcal{N} = 1000$ événements initiaux.	115
A.9	Comparaison d'une distribution de combinaisons avec la distribution théorique correspondante avec $\mathcal{N} = 5000$ événements initiaux.	115
B.1	Distributions uniformes et leur distribution somme.	121
B.2	Variance de l'estimateur $\hat{\pi}_{(t,\Delta)}$ dans le cas de distributions uniformes.	122

Liste des Tables

1.1	Dépendance de la section efficace de production du J/ψ avec la taille du noyau cible	19
1.2	Suppression du J/ψ en O-U en fonction du nombre de nucléons participants de l'uranium.	25
2.1	Domaines de masse correspondant à chaque combinaison de marqueurs.	32
3.1	Rapport entre $\langle \sqrt{N_1 N_2} \rangle$ et $\sqrt{\langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle}$	43
4.1	Populations relatives de chaque marqueur, mesurées sur les données non coupées en S-U ($\simeq 121700$ muons).	50
4.2	Populations relatives de chaque couple de marqueurs, mesurées sur les données non coupées en S-U.	50
4.3	Populations relatives de chaque marqueur après coupure DD en S-U (~ 121700 muons).	50
4.4	Table de sélection des muons après coupure DD.	50
4.5	Table de sélection des muons après coupure CD.	50
4.6	Populations relatives de chaque marqueur après restauration du lot non biaisé sur toute la statistique coupée DD en S-U (~ 657300 muons).	50
4.7	Gain sur l'erreur relative $G(k)$ (1000 événements de départ).	63
5.1	Statistiques pour les divers systèmes après la sélection des événements.	76
5.2	Bornes et valeurs moyennes des régions en énergie transverse.	79
5.3	Efficacités de la cible active.	81
5.4	Facteurs de correction d'acceptance CD.	82
5.5	ψ/C obtenus par la méthode d'ajustement.	83
5.6	Rapports, intégré en E_T^0 , des bandes de masses du continuum.	88
5.7	Domaines de x_1 et x_2 en fonction de la masse.	91
5.8	ψ/C pour tous les systèmes.	91
5.9	$\Delta\alpha$	93
5.10	$\Delta\beta$	93
5.11	Bruit de fond en p-Cu normalisé par la relation $2.5\sqrt{}$	93
5.12	Rapport de suppression du J/ψ entre les grandes et les petites énergies transverses.	98
5.13	Paramètres des fits $\psi/C(\varepsilon)$	101

Résumé

L'expérience NA38 étudie la production de dimuons dans des collisions induites par des ions lourds à 200 *GeV* par nucléon. Quand la densité d'énergie augmente, une suppression de la production du méson J/PSI par rapport aux paires de muons dans le continuum a été observée. Cet effet est attendu en cas de formation d'un plasma de quarks et de gluons, état de la matière nucléaire prédit par la chromodynamique quantique. La principale difficulté de cette analyse réside dans l'évaluation de l'important bruit de fond généré par les désintégrations de pions et de kaons.

Le présent travail reprend l'analyse de l'ensemble des données de l'expérience, sur la base d'une méthode statistique d'estimation du bruit de fond. Cette méthode, qui s'appuie sur l'information tirée des muons simples déduits des paires de muons mesurées dans l'appareillage, permet une amélioration sensible de la précision sur le signal. Cette analyse montre que la suppression relative du J/PSI par rapport au continuum est plus importante dans les réactions noyau-noyau que dans les réactions proton-noyau. De plus, elle montre que la production de dimuons dans le continuum dépend de l'isospin du projectile, ce qui rend délicate la comparaison aux collisions induites par des protons. Enfin l'étude de la production du J/PSI en fonction de la densité d'énergie ne permet pas de favoriser une interprétation de la suppression en termes de plasma plutôt qu'en termes d'absorption dans le gaz de mésons, bien que la valeur absolue de l'effet ne soit pas totalement comprise.

Summary

The NA38 experiment studies the dimuon production in heavy ions collisions at - 200 *GeV* per nucleon. With increasing energy density, a suppression of the J/PSI meson production relative to muons pairs in the continuum has been observed. This effect is expected in case of quark gluon plasma formation which is a state of the nuclear matter predicted by the quantum chromodynamics. The main difficulty of this analysis is the evaluation of an important background due to pions and kaons decays.

This work presents a new analysis of all the data of this experiment, based on a statistical method for background estimation. This method uses the information extracted from the single muons measured by pairs in the apparatus and provides a better accuracy on the signal. This analysis shows that the relative suppression of the J/PSI compared to the continuum is more important in nucleus-nucleus collisions than in proton-nucleus ones. In addition, it shows that the dimuon production in the continuum depends on the isospin of the projectile and as a result, the comparison with the collisions induced by protons is difficult. Finally, the analysis of the J/PSI production as a function of the energy density, is unable to distinguish between an interpretation in terms of plasma or in terms of mesons gas absorption, although the absolute value of the absorption is not well understood.

Mots clés: NA38 - Plasma de quarks et de gluons - J/PSI - Energie transverse - Densité d'énergie - Ions lourds - 200 *GeV* - Dimuon

Key words: NA38 - Quark-gluon plasma - J/PSI - Transverse energy - Energy density - Heavy ions - 200 *GeV* - Dimuon