

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

**ÉTUDE DES PROCESSUS D'ÉMISSION DES PIONS
DANS LES COLLISIONS PB+PB À 17.3 AGEV, ET
SON PROLONGEMENT AUX COLLISIONS AU+AU À
200 AGEV, À TRAVERS LA CARACTÉRISATION
DES DÉTECTEURS AU SILICIUM À MICROPISTES
DE L'EXPÉRIENCE STAR**

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique nucléaire

*Présentée
et soutenue publiquement par*

Fabrice RETIÈRE

le 6 octobre 2000, devant le jury ci dessous

Président Klaus WERNER, *Professeur, SUBATECH, Nantes*

Rapporteurs Terry AWES, *chercheur, Oak Ridge National Laboratory (États Unis)*

Daniel HUSSON, *Maître de conférences, LEPSI, Strasbourg*

Examineur Barbara ERAZMUS, *Directeur de recherche, SUBATECH, Nantes*

Directeur de thèse : Barbara ERAZMUS

Remerciements

La fin de mon travail de thèse aura été une course contre la montre qui se termine avec ces remerciements alors que j'ai déjà quitté Subatech. Je voudrais remercier les membres de mon jury, Terry Awes, Daniel Husson, Barbara Erazmus et Klaus Werner ; ma thèse est parvenue à maturation grâce à leur excellent travail, aux questions qu'ils ont été amené à poser et aux réponses que j'ai dues leur fournir. Malgré le stress, j'ai apprécié les dernières semaines de ma thèse qui m'ont permis de clarifier mes idées grâce aux nombreuses questions de Terry Awes et de Daniel Husson, et, aux discussions fructueuses avec Barbara Erazmus.

Je remercie aussi Barbara de m'avoir intégré dans son groupe où j'ai pu travailler à la fois sur le développement des détecteurs et sur l'analyse des données du SPS. Merci à tous les membres du groupe hadron qui ont bien voulu me supporter alors que je n'ai jamais vraiment réussi à accepter mon statut de thésard. Je remercie vivement toutes les personnes qui m'ont aidé dans mon travail : Abdel Boucham, Javier Castillo, Laurent Conin, Walter Pinganaud et Christelle Roy. J'ai beaucoup profité des discussions avec Laurent Conin au sujet de l'analyse des données du SPS, et je l'en remercie particulièrement. Une partie importante de ma thèse est issue de ces échanges.

J'ai aussi bénéficié des travaux théoriques réalisés au sein du laboratoire. Je remercie les NEXUSiens, Hajo Drescher, Tanguy Pierog, et Klaus Werner pour m'avoir aidé à utiliser leur modèle et pour avoir supporté mes nombreuses interrogations sur la pertinence de leur approche ("sans rescattering, ça ne peut pas marcher!"). Je remercie Fabrice Gastineau et Jorg Aichelin qui m'ont laissé détourner leur code de calcul de l'interaction coulombienne pour une étude différente de ce pourquoi il était initialement conçu. Mention spéciale à Fabrice Gastineau qui a investi beaucoup de son temps dans cette analyse et a su supporter mes mauvaises humeurs lorsque les calculs semblaient erronés.

Je n'oublie pas tous mes collègues thésards avec qui j'ai passé trois années agréables et enrichissantes. Je remercie en particulier tous les participants des "QGP for Dummies" grâce auxquels j'ai l'impression d'avoir amélioré de manière importante ma connaissance de la physique des ions lourds. Je remercie en particulier Regina Nebauer pour ces présentations claires et détaillées. Merci aussi à tous les autres, Francois Arleo, champion de l'argumentation survoltée, à Cyrille "hum" Girard, à Maria Jesus Mora et à tous ceux que j'oublie.

Je remercie Hans Gutbrod pour m'avoir accueilli au sein de Subatech. Je voudrais aussi vivement le remercier de m'avoir permis d'effectuer mon "service militaire" à Berkeley avant ma thèse. Non seulement j'ai échappé à dix tristes mois mais ces seize mois comme coopérant ont affecté profondément mon approche de la recherche ce qui s'est ressenti fortement sur mon travail de thèse. Finalement, je remercie de nouveau tous ceux qui m'ont permis d'atteindre mes objectifs : mon diplôme de doctorat et un "postdoc" au sein de l'expérience STAR.

Table des matieres

1. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes	1
1.1 Introduction.....	1
1.2 Une collision d'ions lourds ultra-relativistes.....	1
1.2.1 Phase initiale.....	1
1.2.2 Système de partons.....	3
1.2.3 Système de hadrons.....	4
1.3 Signatures d'une éventuelle phase partonique.....	4
1.3.1 Interaction de particules avec le plasma.....	5
1.3.2 Radiation du plasma.....	6
1.3.3 Chimie partonique ou chimie hadronique?.....	7
1.4 Conclusions	8
2 Les pions dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes	11
2.1 Généralités.....	11
2.2 Les processus d'émission des pions dans les modèles NEXUS et RQMD.....	13
2.2.1 Les modèles.....	13
2.2.1.1 NEXUS.....	13
2.2.1.2 RQMD.....	14
2.2.2 Les sources de pions.....	15
2.3 Outils d'analyse.....	15
2.3.1 Les fonctions de corrélation.....	17
2.3.1.1 Principe.....	17
2.3.1.2 Calculs des fonctions de corrélation.....	18
2.3.2 Effets de l'interaction coulombienne sur les rapports des distributions en impulsion π^- sur π^+	20
2.3.2.1 Principe.....	20
2.3.2.2 Calcul quantique.....	22
2.3.2.3 Calcul classique.....	22
2.3.2.4 Comparaison entre méthodes.....	23
3 L'expérience WA98 au SPS	27
3.1 Introduction.....	27
3.2 L'expérience WA98.....	28
3.2.1 Caractérisation des événements.....	28
3.2.1.1 Calorimétrie globale.....	28
3.2.1.2 Multiplicité et DCC.....	29
3.2.1.3 Mesure du flot anisotrope.....	30
3.2.2 Spectrométrie des photons.....	31
3.3 Spectromètre de particules chargées : les bras de trajectographie.....	32

3.3.1 Bras 1.....	33
3.3.1.1 MSAC, Chambres à avalanche multi-étage.....	33
3.3.1.2 Détecteur de temps de vol.....	34
3.3.2 Bras 2.....	34
3.3.2.1 Chambre à avalanche à pads.....	34
3.3.2.2 Tube à décharge.....	35
3.3.2.3 Détecteur de temps de vol.....	35
4 Analyse des données	37
4.1 Sélection des données.....	37
4.1.1 Sélection des événements.....	37
4.1.1.1 Réjection des interactions multiples ou hors cible.....	37
4.1.1.2 Étincelles dans le second bras.....	39
4.1.1.3 Centralité.....	39
4.1.1.4 Bilan de la sélection des événements.....	40
4.1.2 Reconstruction et identification des traces.....	41
4.1.2.1 Identification.....	41
4.1.2.2 Reconstruction des trajectoires.....	43
4.2 Évaluation de la qualité des mesures.....	46
4.2.1 Simulation de la réponse des détecteurs.....	46
4.2.2 Résolution en impulsion.....	49
4.2.3 Pureté des pions.....	50
4.3 Fonctions de corrélation.....	51
4.3.1 Les fonctions de corrélation dans WA98.....	51
4.3.2 La fonction de corrélation $\pi^+-\pi^-$	51
4.3.3 Influence du système de détection sur les fonctions de corrélation.....	52
4.4 Rapport des distributions en masse transverse π^- sur π^+	54
4.4.1 Mesures.....	54
4.4.2 Effet de la méthode de détection.....	55
4.5 Conclusions.....	61
5 Étude des processus d'émission des pions	63
5.1 Pions et interaction coulombienne dans les modèles NEXUS et RQMD.....	63
5.1.1 Les sources de pions.....	63
5.1.2 L'interaction coulombienne dans les modèles.....	65
5.2 Comparaisons entre prédictions des modèles et résultats expérimentaux.....	69
5.2.1 Principe de l'étude.....	69
5.2.2 La fonction de corrélation $\pi^--\pi^+$	69
5.2.3 Rapport des distributions en masse transverse π^- sur π^+	70
5.3 Conclusions.....	72

6 Du SPS au RHIC, de WA98 à STAR	75
6.1 Du SPS au RHIC, un saut en énergie.....	75
6.2 De WA98 à STAR, un changement de philosophie.....	76
6.2.1 L'expérience STAR.....	76
6.2.2 De WA98 à STAR	78
6.3 Continuité de la physique étudiée.....	79
7 Le détecteur au silicium à micropistes de STAR	81
7.1 Une quatrième couche pour le détecteur de vertex.....	81
7.2 Design du SSD.....	84
7.3 Le module de détection.....	84
7.3.1 Détecteur au silicium à micropistes double face.....	85
7.3.2 L'électronique de lecture.....	86
7.4 Système de lecture.....	86
8 Les détecteurs au silicium à micropistes	89
8.1 Principe.....	89
8.1.1 Notions de base sur les semi-conducteurs.....	89
8.1.1.1 Les semi-conducteurs.....	89
8.1.1.2 Le dopage.....	90
8.1.1.3 La jonction pn.....	90
8.1.2 Principe de fonctionnement des détecteurs semi-conducteurs.....	90
8.1.3 Les détecteurs au silicium à micropistes.....	92
8.2 L'ionisation.....	94
8.2.1 Distribution du dépôt d'énergie.....	94
8.2.2 Distribution spatiale de l'ionisation.....	96
8.3 Collection des charges sur les pistes.....	97
8.3.1 Champ de dérive.....	97
8.3.2 Mobilité et temps de collection.....	98
8.3.3 Diffusion des porteurs.....	98
8.4 Couplage capacitif.....	100
8.4.1 Induction de courant pendant la dérive.....	100
8.4.1.1 Théorème de Ramo.....	100
8.4.1.2 Application aux détecteurs au silicium à micropistes.....	101
8.4.2 Couplage capacitif entre pistes.....	102
8.5 Lecture du signal.....	103
9 Caractérisation des modules de détection du SSD	105
9.1 Dispositif expérimental.....	105
9.1.1 Faisceau.....	105
9.1.2 Banc de test.....	105

9.1.3 Détecteurs testés.....	106
9.1.4 Acquisition des données.....	106
9.1.5 Principe de l'analyse hors ligne.....	106
9.2 Amplitude du signal.....	107
9.2.1 Calcul des piédestaux et du bruit.....	107
9.2.2 Extraction du signal.....	108
9.2.3 Distribution de la perte d'énergie.....	108
9.2.4 Corrélacion du signal mesuré sur les côtés n et p.....	110
9.3 Partage du signal entre les pistes.....	111
9.3.1 Objectifs.....	111
9.3.2 Modélisation du partage de charge.....	112
9.3.2.1 Outils d'étude du partage de charge.....	112
9.3.2.2 Modélisation des détecteurs au silicium à micropistes du SSD.....	113
9.3.3 Étude en incidence normale.....	114
9.3.3.1 Extraction des paramètres du modèle.....	114
9.3.3.2 Influence de la tension de polarisation.....	117
9.4 Résolution en position.....	119
9.4.1 Méthode du barycentre.....	119
9.4.2 Algorithme η	121
9.4.3 Résolution en fonction de l'angle d'incidence.....	123
9.5 Simulation des détecteurs du SSD.....	124
9.5.1 Principales techniques de simulation.....	125
9.5.1.1 Modélisation de l'ionisation.....	125
9.5.1.2 Modélisation du partage de charge.....	125
9.5.2 Résultats.....	127

1. Les COLLISIONS d'ions lourds ultra-relativistes

1.1 Introduction

Depuis plus de dix ans, des programmes expérimentaux de grande envergure ont été dédiés à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. L'objectif principal de ces programmes est la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons (PQG). Ce nouvel état de la matière devrait être formé lorsque des densités d'énergie de l'ordre de 1 à 1.5 GeV/fm³ sont atteintes. Les quarks et les gluons ne seraient alors plus confinés à l'intérieur des hadrons et pourraient évoluer librement. Les degrés de liberté ne seraient plus hadroniques mais partoniques.

Une collision entre deux noyaux est représentée sur la figure 1.1. Elle peut être schématiquement séparée en trois parties que nous détaillerons dans le paragraphe 1.2. La phase initiale consiste en collisions entre les nucléons incidents. L'énergie libérée dans ces réactions peut alors conduire à la formation d'un système de partons qui évolue ensuite vers un gaz de hadrons jusqu'à l'émission des particules. La séparation entre ces différentes phases est motivée plus par des différences dans les modes de traitement des phénomènes que par une succession marquée d'étapes.

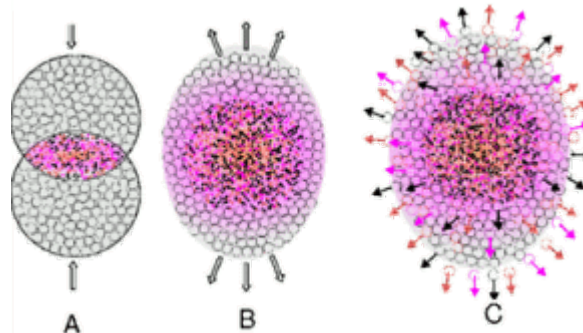


Figure 1.1 Une collision noyau-noyau. A) collision entre constituants des noyaux. B) refroidissement par expansion d'un éventuel système de quarks. C) gaz de hadrons, évaporation de particules.

1.2 Une collision d'ions lourds ultra-relativistes

1.2.1 Phase initiale

Lors des collisions noyau-noyau, les nucléons qui les composent interagissent les uns avec les autres. Une partie de leur énergie cinétique est convertie en énergie d'excitation du milieu. Le pouvoir d'arrêt du milieu traversé donne une mesure de cette énergie car il représente le ralentissement des nucléons incidents, c'est-à-dire le décalage entre leur rapidité initiale et leur rapidité après interaction. La rapidité Y est une grandeur Lorentz-invariante qui mesure la fraction d'impulsion longitudinale des particules :

$$Y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{e+p_z}{e-p_z}\right) \quad \text{et la pseudo-rapacité} \quad \eta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p+p_z}{p-p_z}\right) = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]$$

avec p_z l'impulsion des particules suivant l'axe du faisceau, $p=|\vec{p}|$ leur impulsion totale, e leur énergie, et θ l'angle entre \vec{p} et l'axe du faisceau.

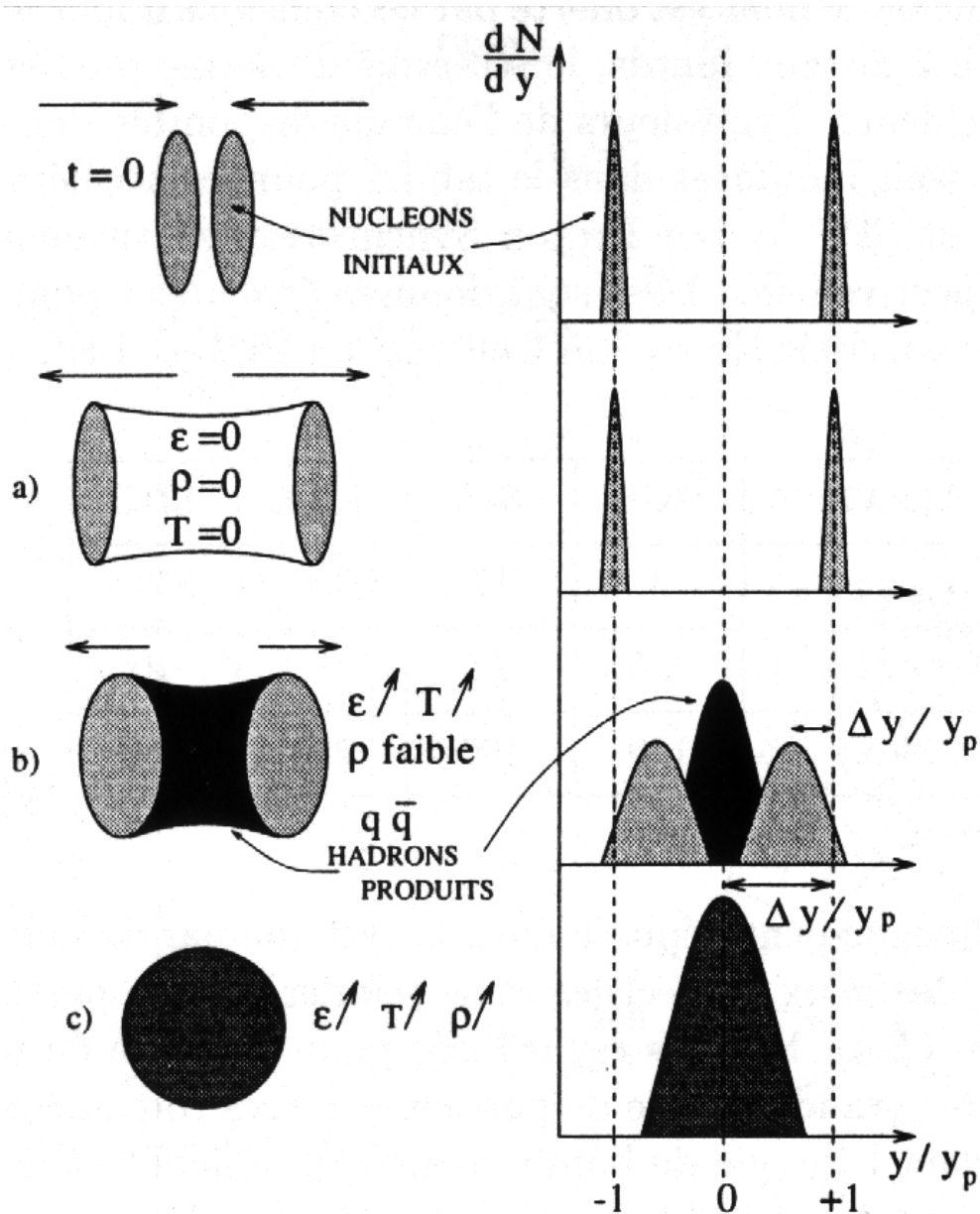


Figure 1.2 Pouvoir d'arrêt [1]: a) les noyaux se traversent sans interagir. b) ralentissement des noyaux : densité baryonique faible, ΔY convertie en densité d'énergie. c) noyaux complètement arrêtés : densité baryonique importante, densité d'énergie maximale.

La mesure du pouvoir d'arrêt est réalisée à partir de l'étude du spectre en rapidité des protons auquel est soustrait celui des antiprotons [2]. Cette énergie est finalement convertie en production de particules qui seront mesurées dans les détecteurs. Le ralentissement des nucléons conduit alors à la formation d'un système fortement comprimé ou chauffé. Ces différentes possibilités sont présentées sur la figure 1.2. Les nucléons fortement décélérés se regroupent autour du centre de masse de la collision et entraînent une augmentation de la densité de matière. L'énergie qu'ils perdent lors de leurs interactions, est convertie en

excitation du vide c'est-à-dire en chaleur. Le pouvoir d'arrêt tend à diminuer avec l'énergie des noyaux incidents. On passe alors d'un système fortement comprimé pour des énergies disponibles dans le centre de masse de quelques GeV à un système fortement chauffé lorsque des énergies de l'ordre de 100 GeV sont atteintes. Les collisions à 17.3 GeV que nous avons étudiées se trouvent dans un état intermédiaire entre chauffage et compression.

A partir d'environ 10 GeV d'énergie disponible dans le centre de masse, les interactions entre les partons, constituants des nucléons, doivent être considérées. Cette partie de la collision est la mieux maîtrisée théoriquement car elle est basée sur des processus élémentaires qui peuvent être étudiés spécifiquement dans les collisions électron-positron réalisées au LEP, électron-proton à DESY et proton-antiproton au Tevatron. Malgré tout, deux problèmes persistent :

- Certains phénomènes ne peuvent être extrapolés de collisions proton-proton à noyau-noyau. En effet, les nucléons des noyaux incidents subissent plusieurs interactions. Toute leur énergie n'est pas libérée lors d'une unique interaction.
- Après cette phase qui dure de l'ordre de 1 fm/c, la plupart des particules ne se découplent pas du système. Elles continuent d'interagir entre elles pendant plusieurs dizaines de fm/c. La phase initiale ne peut donc pas être étudiée spécifiquement dans les collisions noyau-noyau. Mais, il est très important d'en avoir une bonne compréhension car toute l'évolution du système est déterminée par ces conditions initiales.

Le mesure du volume du système après cette première partie n'est pas accessible expérimentalement contrairement à celle de l'énergie déposée par les nucléons incidents. Cette information est importante car le type d'évolution, partonique ou hadronique, du système après ces premières interactions entre nucléons incidents est conditionné par la densité d'énergie atteinte. Pour estimer ce volume, des modèles simples qui supposent une durée de l'ordre de 1 fm/c pour cette phase initiale sont souvent utilisés. Une autre approche consiste à considérer des modèles complexes dont l'objectif est de décrire l'ensemble des interactions.

1.2.2 Système de partons

La densité d'énergie élevée obtenue dans les collisions entre noyaux ultra-relativistes permet d'exciter fortement le vide. Un grand nombre de paires quarks-antiquarks est produit. La question fondamentale est de savoir quels degrés de liberté prévalent, partoniques ou hadroniques? Les calculs sur réseau s'accordent à prédire qu'au dessus d'une densité d'énergie de 2 GeV/fm³, le système doit évoluer sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons [3].

La phase partonique perdure tant que la densité d'énergie est suffisante. Sous l'effet de l'expansion du système cette densité va décroître jusqu'à entraîner l'hadronisation du plasma. Une transition de phase d'un système de partons vers un système hadronique a alors lieu. L'ordre de la transition n'est pas déterminé théoriquement. Les descriptions du plasma sont variées et reposent souvent sur des bases hydrodynamiques qui permettent de s'affranchir des considérations microscopiques en introduisant une équation d'état de la matière nucléaire. Ce type de traitement permet de décrire à la fois un système de partons et

de hadrons, la seule différence provenant de l'équation d'état. La coexistence entre les phases peut y être prise en compte. Des descriptions explicites microscopiques du plasma sont aussi en cours de développement mais elles ne sont pas encore testables expérimentalement.

D'une manière générale, la modélisation du plasma souffre de nombreuses insuffisances: les conditions initiales sont mal définies, les mécanismes d'évolution du PQG ne sont connus que par analogie avec le plasma électromagnétique, l'hadronisation n'est pas un processus calculable... Malgré tout, des modèles très simples, basés sur un système en expansion, à l'équilibre chimique et thermique sont capables de décrire les taux de production des particules [4][5] et les températures apparentes mesurées [6]. Ils n'impliquent cependant pas forcément l'existence d'un plasma de quarks et gluons et peuvent très bien n'offrir qu'une description d'un gaz de hadrons dans un milieu où la densité d'énergie est élevée.

1.2.3 Système de hadrons

Les systèmes de hadrons peuvent être décrits avec plus de contraintes que le plasma de quarks et de gluons. En effet les interactions entre particules ont été étudiées depuis des dizaines d'années. Beaucoup de sections efficaces et d'états résonants sont connus. Le gaz de hadrons peut être modélisé microscopiquement. Il évolue principalement au travers de collisions binaires qui peuvent entraîner la formation de résonances. Cependant, ce traitement a ses limites car il a été mis en évidence que les interactions entre hadrons sont influencées par le milieu dans lequel ils baignent [7], ce qui peut entraîner des modifications des masses des résonances et des sections efficaces.

Comme énoncé au paragraphe précédent, ce système peut aussi être décrit macroscopiquement à l'aide de modèles hydrodynamiques ou thermiques. La qualification de thermique est ambiguë car elle suppose que la production de hadrons s'effectue à l'équilibre. Leur production dans les collisions e^+e^- peut aussi être décrite à l'aide de tels modèles alors que le système ne peut s'être équilibré. D'une manière générale, les taux de production de hadrons dans les collisions à haute énergie peuvent être décrits, avec une précision raisonnable, par un remplissage statistique de l'espace des phases [8]. Toutefois, dans les collisions d'ions lourds, les études des spectres en masse transverse imposent l'introduction d'un flot qui semble être dépendant des sections efficaces d'interaction de chaque type de hadrons [9]. Il faut introduire une description dynamique de l'évolution du système pour reproduire les distributions des impulsions des hadrons produits dans les collisions d'ions ultra-relativistes.

L'état final d'une collision d'ions lourds est un gaz de hadrons, qu'une phase partonique ait été formée ou non. Afin de mettre en évidence la création d'un plasma de quarks et de gluons, il faut alors rechercher des signatures qui ne soient pas masquées par des ré-interactions dans la phase hadronique.

1.3 Signatures d'une éventuelle phase partonique

A l'heure actuelle, la phase partonique n'a pu être mise en évidence de manière non ambiguë. La définition d'observables sensibles à la formation du PQG est malaisée. En

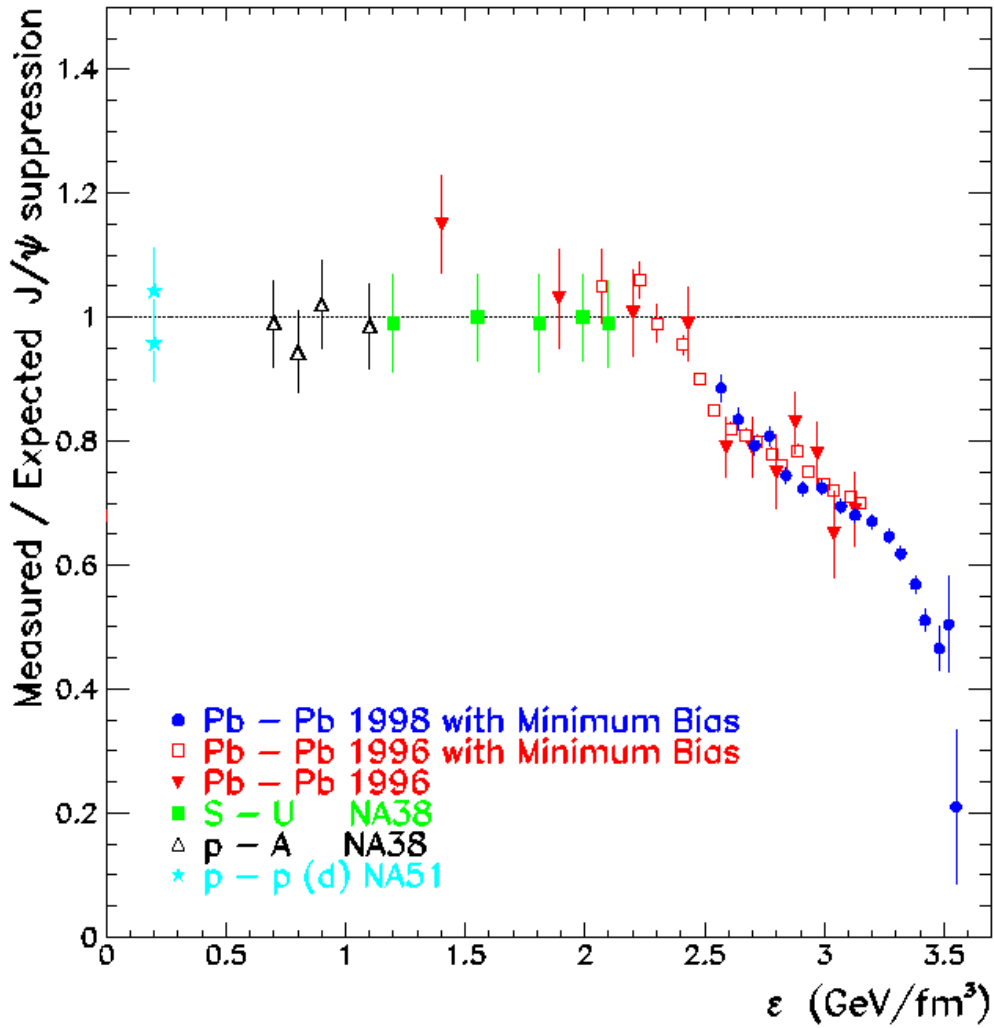
effet, il est nécessaire d'identifier des phénomènes ne pouvant être imputés à des interactions entre hadrons. Nous allons présenter les signatures les plus robustes. On peut les classer en trois catégories :

- Interaction des particules produites dans la phase initiale avec le PQG.
- Émission directe par le PQG de particules observables. Elles constituent la radiation du plasma.
- Effet sur la composition chimique du système dû au PQG.

1.3.1 Interaction de particules avec le plasma

Les premières collisions entre nucléons libèrent beaucoup d'énergie ce qui permet de produire des particules lourdes, ou très énergétiques. La probabilité de produire de telles particules dans la suite de la collision est faible car l'énergie disponible par interaction décroît rapidement. Ces particules sont donc créées majoritairement au début de la réaction. Elles vont ensuite traverser le milieu qui les entoure avant d'être détectées. Selon leur type, leur interaction avec le système a deux conséquences :

- Absorption des particules J/Ψ et Υ . Les particules J/Ψ et Υ sont des états liés $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. Ces particules devraient être absorbées lors de leur traversée du PQG. En effet, leurs deux quarks constituants ne devraient plus être liés l'un à l'autre à l'intérieur de la phase partonique. Une absorption "anormale" du J/Ψ a été observée auprès du SPS, au CERN, par la collaboration NA50 dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV [10]. La figure 1.3 représente le nombre de J/Ψ mesuré normalisé à celui attendu en extrapolant à partir des résultats obtenus en p+Pb, en fonction de la centralité définie ici par la densité d'énergie atteinte après la première phase de la collision. La chute du taux de production du J/Ψ à partir d'une densité d'énergie de 2.3 GeV/fm³ est souvent qualifiée de brutale et pourrait signer la transition de phase. Cependant, cette mesure reste ambiguë car on ne peut exclure le fait que l'absorption soit la conséquence de processus hadroniques [11].
- Perte d'énergie des jets : les quarks et gluons de très hautes énergies produits dans la phase initiale peuvent sortir du système pour former des jets. Lors de leur traversée du plasma de quarks et de gluons, ces jets vont perdre de l'énergie. On s'attend alors à mesurer une suppression du nombre de jets de grande énergie. Dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes les jets ne peuvent être identifiés en tant que tels ; ils sont étudiés à travers la mesure des pions de grande impulsion transverse qui emmènent une grande partie de leur énergie. La perte d'énergie des jets se traduira alors par une suppression du nombre de pions de grande impulsion transverse. Afin d'offrir une preuve tangible de la phase partonique, les effets hadroniques doivent être corrigés à partir de l'étude des collisions proton-noyau. Mais, de la même manière que pour la production du J/Ψ , l'étude du spectre en énergie des jets en fonction de la centralité pourrait permettre de s'affranchir d'une telle normalisation si la transition de phase était suffisamment brutale.



1.3.2 Radiation du plasma

Quand le système se trouve sous forme d'un plasma de quarks et de gluons, il rayonne des photons réels et virtuels. Ces photons sont détectés soit directement soit sous forme de paires électron-positron. Les sources de photons sont représentées sur la figure 1.4. On s'aperçoit que les sources de photons sont multiples mais qu'elles émettent dans des régions d'impulsion transverse différentes. Une fois émis, les photons n'interagissent plus ce qui permet un accès direct à chaque type de source. Malheureusement, il existe une source de photons très intense au SPS qui recouvre la plupart des autres sources : la désintégration des mésons, en particulier des π^0 . Pour extraire un spectre de photons directs, c'est-à-dire ne provenant pas de désintégration de résonances, il faut supprimer la contribution de ces mésons. Cette mesure a été réalisée par l'expérience WA98 [12]. Nous y reviendrons au paragraphe 2.1.2. Pour des énergies disponibles dans le centre de masse supérieures à 100 GeV, les contributions relatives entre les sources de photons pourraient être très différentes et rendre ainsi plus favorable la détection des photons émis directement par le plasma de quarks et de gluons.

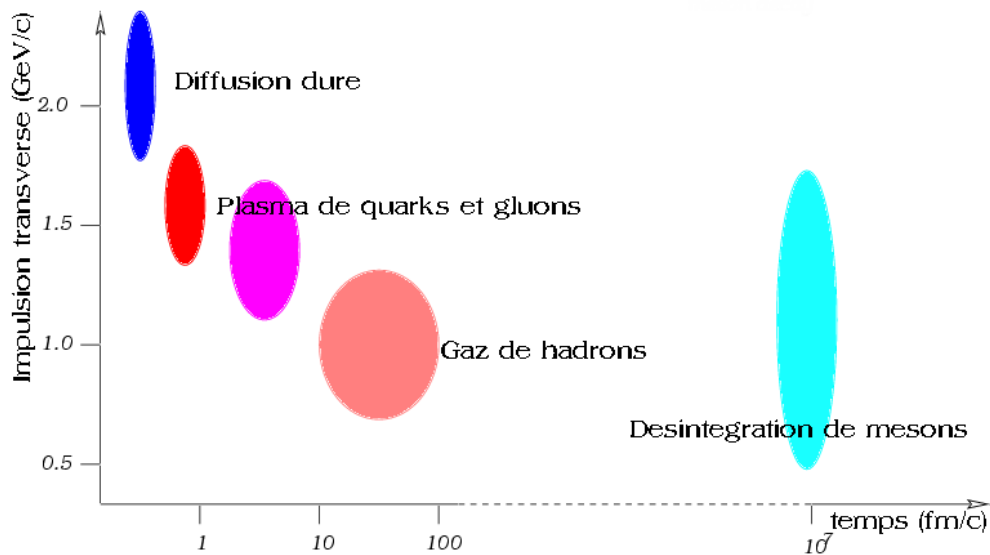


Figure 1.4 Les sources de photons [13]

1.3.3 Chimie partonique ou chimie hadronique?

L'énergie nécessaire à la production de paires de quarks étranges est plus faible dans un plasma de quarks et gluons que dans un gaz de hadrons. En effet, les collisions entre pions et nucléons sont les canaux privilégiés de production des quarks étranges par processus hadronique ; les énergies seuils sont alors de l'ordre de 500 MeV contre 300 MeV dans le plasma (deux fois la masse du quark étrange). De plus, lorsque le potentiel chimique baryonique n'est pas nul, les niveaux de plus basses énergies des états u et d sont occupés. Le principe de Pauli impose alors la formation des quarks u et d à des niveaux d'énergie plus élevés ce qui favorise la production de quarks s qui, elle, s'effectue dans l'état fondamental. La production de particules contenant plusieurs quarks lourds est encore plus fortement supprimée dans un système de hadrons car elle nécessite une succession de plusieurs collisions binaires. Dans un plasma de quarks et de gluons, elle est uniquement fonction de la fraction de quarks lourds par rapport aux quarks légers. Cependant, les sections efficaces et les énergies seuils des réactions hadroniques qui conduisent à la création de hadrons contenant des quarks étranges ne sont pas connues dans un milieu où la densité de particules est importante. Malgré ces incertitudes, l'évolution relative des taux de production des différentes espèces de quarks devraient nous renseigner sur une modification des processus de création des particules.

L'expérience WA97, a mesuré une forte augmentation du nombre de particules étranges produites dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV, par rapport aux collisions p+Be et p+Pb à la même énergie (figure 1.5) [14]. Aucune variation importante, n'a cependant été observée en fonction de la centralité dans les collisions Pb+Pb. Les mécanismes de production diffèrent donc entre les réactions proton-noyau et noyau-noyau. Si cette modification est liée au passage d'un système hadronique à un système partonique, alors, la transition de phase a lieu pour des collisions noyaux-noyaux impliquant moins de cent nucléons. Aucun modèle basé uniquement sur des interactions entre hadrons ne reproduit

ces données. Dans le cadre de modèles thermiques, il a été montré que le taux de production de baryons étranges étaient incompatible avec un gaz hadronique compte tenu de la vitesse d'évolution de la collision qui ne laisserait pas suffisamment de temps pour produire ces particules en nombre important [15].

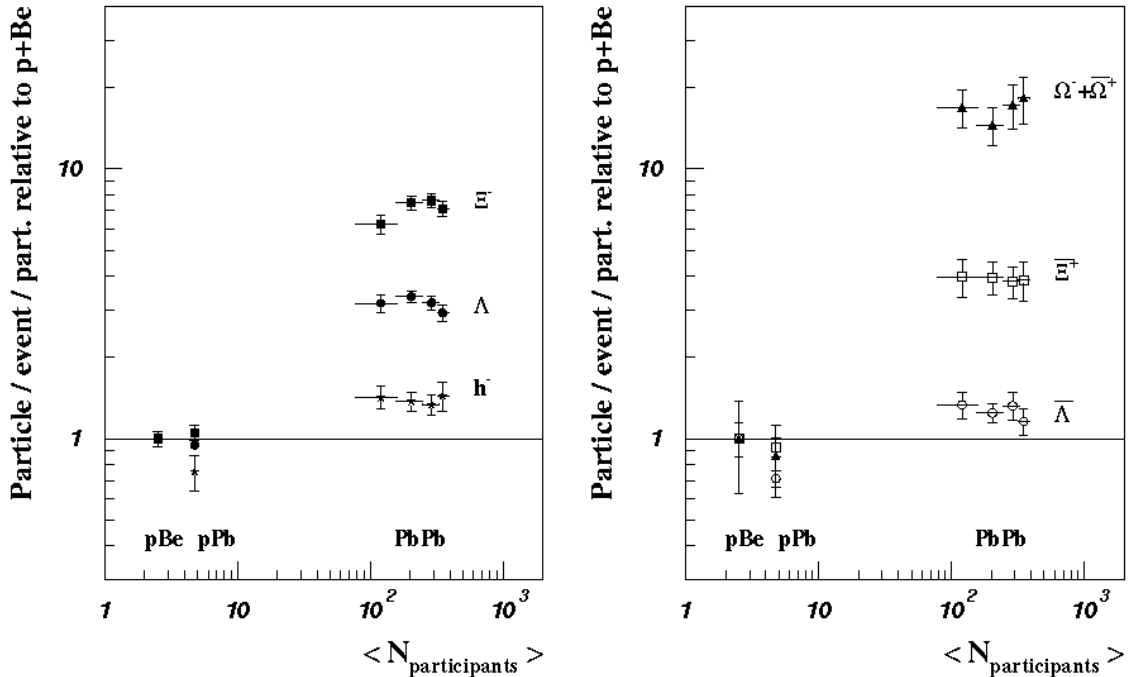


Figure 1.5 Taux de production des particules étranges au niveau de la rapidité du centre de masse mesurés par la collaboration WA97

A plus haute énergie, notamment dans les collisions Au-Au à 200 GeV, on s'attend à ce que le taux de production d'autres particules contenant des quarks lourds soit sensible à la formation d'un plasma de quarks et de gluons. En particulier le taux de production des mésons Bc, pourrait être un bon indicateur de l'association des quarks c et b dans la phase partonique [16]. Les quarks b et c sont issus des collisions initiales mais si ils restent à l'intérieur du plasma, lors de l'hadronisation ils peuvent être liés l'un à l'autre. La probabilité d'un tel phénomène est faible mais elle reste bien supérieure à la probabilité de produire des mésons Bc par collision hadronique. Au niveau expérimental, ces particules pourraient être mesurées car elles ont un $c\tau$ de l'ordre de 100 μm . Cependant, de telles mesures demandent encore des développements expérimentaux car les détecteurs actuels ne permettent de détecter que les particules dont le $c\tau$ est supérieur au centimètre. Nous développerons ce point dans le chapitre 7 lorsque nous présenterons le détecteur de vertex de l'expérience STAR.

1.4 Conclusions

La mise en évidence du plasma de quarks et de gluons nécessite d'identifier des observables qui ne peuvent être interprétées en terme d'interactions entre hadrons. Mais, beaucoup de ces interactions sont mal maîtrisées. Une analyse précise nécessite alors l'étude des collisions entre protons et noyaux. Toutefois, même ainsi, les effets de modification des masses et des sections efficaces dans un milieu à haute densité ne sont pas pris en compte.

La variation brutale d'une observable pourrait être attribuée à une transition de phase. La suppression des charmonia pourrait constituer une telle signature. Cependant, si la transition n'est pas du premier ordre, le passage d'un état hadronique à un état partonique peut s'effectuer sans changement rapide d'aucune observable. Il n'est pas nécessaire que la transition de phase s'accompagne d'une variation rapide d'observables.

A l'heure actuelle, la formation du plasma de quarks et de gluons n'a pu être mise en évidence de manière non ambiguë. Un certain nombre d'observables mesurées dans les collisions Pb+Pb à 17.3 GeV, semble indiquer qu'une modification de la nature du système a eu lieu. Toutefois, prises séparément, aucune de ces observables n'est suffisante pour prouver la formation du PQG. En combinant toutes les mesures réalisées aux SPS, on peut espérer dégager une description cohérente de l'évolution d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes. De plus, il est possible que les études des collisions Au+Au à 200 GeV mettent définitivement en défaut les modèles hadroniques même si ils ont recours à des effets de milieu.

2 Les pions dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Dans notre étude des données de l'expérience WA98, nous nous sommes principalement intéressés aux pions. Parmi les hadrons, ce sont les particules les plus légères. Elles sont produites en très grand nombre dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Dans le chapitre 5, nous allons étudier les processus qui conduisent à leur émission en nous basant sur des mesures sensibles à la distribution en position des pions au moment de leur émission. Cette étude sera basée sur la comparaison des données avec les prédictions de deux modèles NEXUS [17] et RQMD [18]. Dans la première partie de ce chapitre, nous allons rappeler quelques généralités concernant les pions. Puis nous montrerons les différentes sources de pions en nous basant sur les caractéristiques des modèles que nous aurons préalablement présentés. Enfin, nous détaillerons le principe des mesures que nous avons effectuées.

2.1 Généralités

Contrairement aux photons qui se découplent du milieu dès qu'ils sont produits, les pions peuvent ré-interagir avec d'autres particules du système. En effet, leur section efficace d'interaction avec d'autres hadrons est importante. Seule une petite fraction d'entre eux est émise lorsque la densité de particules est importante. Il est ainsi probable que la majorité des pions émerge d'un gaz hadronique.

En effet, même si un PQG est formé, son hadronisation devrait créer un nombre important de hadrons dans un volume réduit. La densité de particules devrait être encore suffisamment importante pour que la plupart des pions produits ré-interagissent. Cependant, il est concevable que le PQG ne s'hadronise pas brutalement mais émette continuellement des particules à sa surface. Les pions formés dans ces conditions devraient être peu sujets à d'éventuelles ré-interactions. Nous n'étudierons pas ce cas de figure car nous ne disposons pas d'une modélisation adéquate de ce phénomène.

Dans notre étude des processus d'émission des pions, nous allons comparer deux modèles. Ils se différencient par le fait que l'un traite toute l'évolution du système à l'aide de réactions hadroniques alors que l'autre traite en plus la formation de gouttelettes de quarks lorsque la densité de particules est élevée. Dans les deux cas, ils traitent les interactions entre hadrons comme des collisions binaires. Il est toutefois important de remarquer que des résonances dont les durées de vie sont de l'ordre du fm/c, sont très fréquemment formées dans ces collisions. Leur désintégration conduit souvent à l'émission de pions. Nous séparerons les sources de pions dans un gaz hadronique en deux contributions, les collisions entre hadrons, et les désintégrations de résonances car elles ont des caractéristiques différentes.

Les pions produits dans les collisions plomb sur plomb à 17.3 AGeV sont étudiés par les expériences NA49[19], NA44 [20] et WA98 [21]. Leurs spectres en impulsion transverse et en rapidité ainsi que leur fonction de corrélation sont précisément mesurés. Il est possible d'interpréter complètement ces résultats à l'aide de modèles hydrodynamiques ou thermiques. Dans le cas le plus simple les pions sont considérés comme étant émis à partir d'un gaz à l'équilibre thermique. Il est décrit par une température mais aussi par une vitesse

de flot transverse. Celle ci rend compte du mouvement collectif des particules causé par l'expansion du système. La température des pions et leur vitesse de flot transverse peuvent être extraites des spectres en masse transverse et des fonctions de corrélation. Les résultats obtenus par l'expérience WA98 sont représentés sur la figure 2.1 [22]. Les température et vitesse extraites diffèrent de manière significative selon les techniques utilisées. Ces modélisations du système présentent des problèmes de cohérence. De plus, elles ne sont pas complètement satisfaisantes car elles se contentent de proposer une représentation moyenne du système au moment de l'émission des particules. Elles permettent de définir des paramètres mais n'expliquent pas comment le système a atteint cet état.

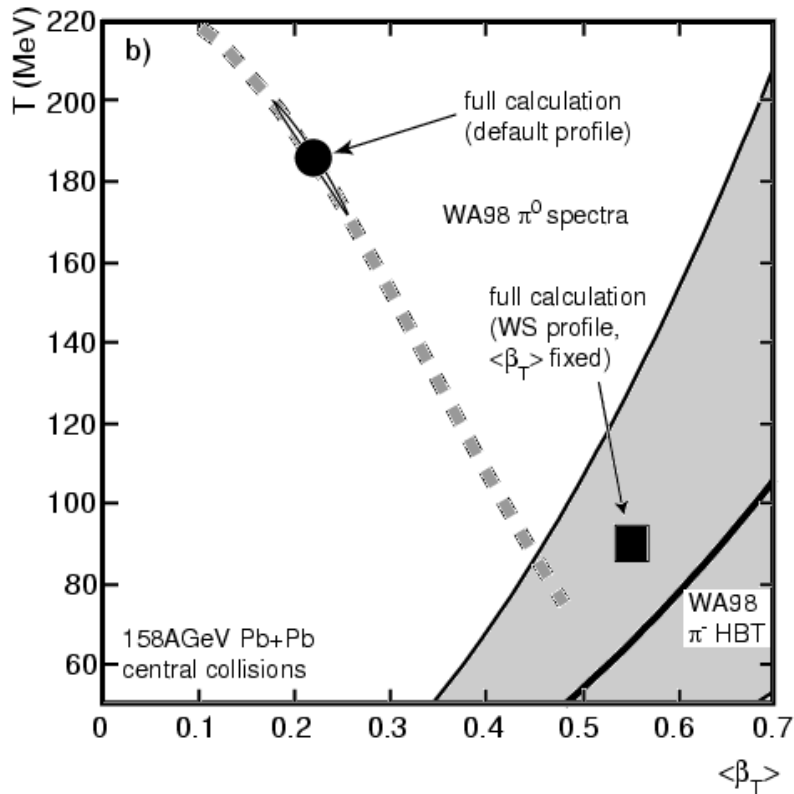


Figure 2.1 Description hydrodynamique des pions : les points marqués par des ronds et carrés ont été obtenus à partir de l'étude des π^0 . L'aire grisée est la zone permise par l'étude des corrélations de π dans WA98.

Plutôt que de chercher à extraire des paramètres décrivant l'état du système au moment de l'émission des pions, nous avons choisi d'étudier son évolution en utilisant des modèles qui simulent l'ensemble de la collision. Nous allons les présenter dans le paragraphe suivant. Nous nous intéresserons en particulier aux processus qui conduisent à l'émission de pions dans ces modèles.

2.2 Les processus d'émission des pions dans les modèles NEXUS et RQMD

2.2.1 Les modèles

Dans le chapitre 1, nous avons séparé la description de la collision en trois phases. Cette approche a été retenue par le modèle NEXUS alors que le modèle RQMD n'est basé que sur des interactions entre hadrons.

2.2.1.1 NEXUS

Le modèle NEXUS s'attache avant toute chose, à décrire précisément la première phase de la collision. Les nucléons interagissent à travers l'échange de pomerons. Cet objet permet de prendre en compte à la fois les processus d'interaction dure et molle. Les processus durs sont calculables dans le cadre de la chromodynamique quantique perturbative alors que les interactions molles nécessitent une approche phénoménologique car l'impulsion transférée est trop faible pour autoriser un calcul perturbatif. Les paramètres liés à l'échange de pomerons sont déterminés à partir de l'étude des collisions proton-proton, proton-antiproton et électron-proton. Une fois les pomerons créés, ils produisent des hadrons par fragmentation d'une ou deux cordes. Les cordes sont utilisées de manière satisfaisante pour décrire la production de hadrons dans les collisions e^+e^- ce qui permet de contraindre les paramètres de cette modélisation.

Dans le modèle NEXUS, la première phase de la collision est précisément modélisée et contrôlée grâce à l'étude de collisions plus élémentaires que les collisions d'ions lourds. Toutefois, une fois les hadrons issus des cordes créés, il est nécessaire de considérer leur possible ré-interaction. Les interactions entre hadrons peuvent être traitées comme une succession de collisions binaires. Cependant la densité d'énergie atteinte devrait modifier le comportement des hadrons (leurs sections efficaces d'interaction, leurs masses, ...). La prise en compte de ces phénomènes nécessite l'utilisation de nombreux paramètres qu'il est difficile de contraindre et qui n'ont pas nécessairement de fondement physique. L'approche du modèle NEXUS est alors de traiter les régions où la densité d'énergie est élevée, de manière macroscopique en introduisant des "gouttelettes de quarks" qui ont les caractéristiques suivantes :

- Elles sont créées lorsque la densité d'énergie locale est supérieure à $0.8 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. En pratique, les hadrons fusionnent pour former une gouttelette lorsqu'au moins trois d'entre eux se trouvent à faible distance les uns des autres. Dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV , la densité de particules atteinte après la première phase de la réaction conduit dans la grande majorité des cas à la formation d'une unique gouttelette de grande taille.
- Elles se développent longitudinalement, c'est-à-dire parallèlement à l'axe du faisceau, à la vitesse de la lumière et transversalement, à la vitesse $0.3 c$.
- Elles se brisent lorsque leur densité d'énergie devient inférieure à une densité critique ϵ_c . La production de hadrons est réalisée en peuplant l'espace de phase de manière statistique.

L'utilisation des gouttelettes permet de traiter les zones de grande densité d'énergie sans nécessiter l'utilisation d'un grand nombre de paramètres. La signification physique de cette modélisation est cependant ambiguë : s'agit-il d'un plasma de quarks et de gluons? Les gouttelettes s'y apparentent fortement : elles sont formées afin de modéliser les interactions entre particules lorsque la densité d'énergie élevée entraîne des modifications significatives du comportement des hadrons. Cependant, le plasma n'est pas explicitement modélisé. Les gouttelettes ne sont que des objets de taille macroscopique qui permettent de traiter les zones de hautes densités. Cette modélisation simpliste peut malgré tout avoir des conséquences importantes sur certaines observables. Par exemple, l'évolution du système à

travers les gouttelettes pourrait retarder de manière significative l'émission des hadrons.

Cependant, l'hadronisation des gouttelettes ne coïncide pas avec le découplage des particules du système. En effet, des réactions entre hadrons peuvent encore se produire. Elles sont de deux types : désintégration de résonances et collisions entre hadrons. Ces réactions sont prises en compte par le modèle NEXUS. Les ré-interactions entre hadrons qui suivent l'hadronisation des gouttelettes pourraient alors masquer leur existence. Afin de mettre en évidence la sensibilité des mesures que nous avons effectuées à la présence des gouttelettes, nous avons utilisé comme base de comparaison le modèle RQMD qui consiste essentiellement en réaction entre hadrons.

2.2.1.2 RQMD

Le modèle RQMD (Relativistic Quantum Molecular Dynamics) décrit les collisions entre hadrons. Par rapport au modèle NEXUS, RQMD traite l'ensemble de la collision à l'aide des seules interactions hadroniques. La phase initiale est décrite par une succession de collisions entre nucléons.

Il n'existe pas de traitement explicite de la phase partonique. RQMD ne modélise a priori que le gaz hadronique. Cependant il inclut une paramétrisation du comportement des hadrons lorsque la densité d'énergie est élevée. Les collisions dures entre hadrons conduisent à la formation de cordes qui fragmentent selon la même méthode que celle utilisée dans le modèle NEXUS. Lorsque plusieurs cordes sont formées dans un volume réduit elles peuvent entraîner la formation d'objets appelés "rope". Ils contiennent une énergie importante ce qui permet de produire facilement des particules lourdes. Cette modélisation a été introduite pour reproduire en particulier les taux de production de baryons étranges mesurés dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV dans le centre de masse. Un effet de densité d'énergie est ainsi inclut dans le modèle RQMD. Cependant, il n'a aucune influence sur l'évolution spatio-temporelle du système car les cordes et de la même manière les "rope" sont des objets ponctuels.

En plus de la formation des "rope", le modèle RQMD introduit des modifications du comportement des hadrons liées au milieu ce qui nécessite ainsi un nombre très important de paramètres pour décrire l'ensemble des interactions entre hadrons dans différentes conditions. Tous ces paramètres ne peuvent pas être contraints par des résultats expérimentaux spécifiques. Ils sont ajustés de manière globale pour reproduire les taux de production des particules mesurés dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

Le modèle RQMD décrit ainsi les spectres en impulsion des particules mesurées au SPS. Ses prédictions concernant les observables sensibles à la dynamique de l'évolution du système ont été en revanche peu étudiées. Dans le chapitre 4, nous allons présenter des mesures qui y sont sensibles. Afin de comprendre comment les modèles parviennent ou non à reproduire les données, nous avons étudié les processus qui génèrent des pions dans ces modèles.

2.2.2 Les sources de pions

Les deux modèles que nous avons présentés proposent des scénarios d'évolution des collisions d'ions lourds différents. NEXUS construit des gouttelettes de quarks lorsque la densité d'énergie est importante alors que RQMD n'est basé que sur des interactions entre

hadrons. Nous avons classé les différents processus qui conduisent à l'émission de pions en quatre catégories :

- Les collisions entre hadrons.
- Les désintégrations de résonances baryoniques : nucléons excités, Δ , baryons étranges.
- Les désintégrations de résonances mésoniques : principalement η , ω , et ρ .
- Dans le cas de NEXUS, hadronisation des gouttelettes de quarks

La grande majorité des pions créés pendant l'évolution de la collision sont réabsorbés et ne sont jamais détectés. Les pions se découplent du système lorsque la densité de celui-ci est suffisamment faible.

Les résonances sont produites en grand nombre dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV dans le centre de masse car l'énergie disponible par collision est importante. Elles ont en général des durées de vie de l'ordre de quelques fm/c. Elles ont alors tendance à retarder l'émission des particules qu'elles émettent.

Dans le chapitre 5, nous étudierons les contributions de ces différentes sources de pions afin de comprendre les prédictions des modèles. Nous tenterons de vérifier si ces prédictions sont en accord avec les mesures que nous avons effectuées. Ces mesures reposent sur deux techniques d'analyse que nous allons décrire dans le paragraphe suivant.

2.3 Outils d'analyse

Les spectres en impulsions des pions mesurés dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV par nucléon se révèlent être en bon accord avec les modèles thermiques et dynamiques comme ceux que nous allons utiliser. Nous allons alors axer notre analyse sur l'étude des variables qui sont sensibles à la distribution des points d'émission des pions. Nous avons considéré deux types de mesures : les fonctions de corrélation et le rapport π^-/π^+ en fonction de la masse transverse.

Le principe de ces deux mesures est schématiquement présenté sur la figure 2.2. Nous avons par simplicité utilisé une représentation circulaire de la surface de "freeze-out" qui représente la région où les particules sont émises. La fonction de corrélation $\pi^-\pi^+$ et le rapport π^-/π^+ en fonction de la masse transverse sont affectés par l'interaction coulombienne:

- La corrélation entre les π^- et les π^+ est principalement due à leur attraction mutuelle par interaction coulombienne. La fonction de corrélation $\pi^-\pi^+$ permet de quantifier cette interaction. Elle est d'autant plus importante que les pions sont proches l'un de l'autre.
- La présence d'une charge centrale positive entraîne une attraction des π^- et une répulsion des π^+ ce qui modifie le spectre en impulsion des pions chargés. Ce phénomène peut être étudié en construisant le rapport des spectres en impulsion transverse des pions négatifs et positifs. La notion de charge centrale n'est pas forcément justifiée. Il est possible qu'elle ne soit pas concentrée dans une zone centrale mais qu'elle soit répartie sur un volume important.

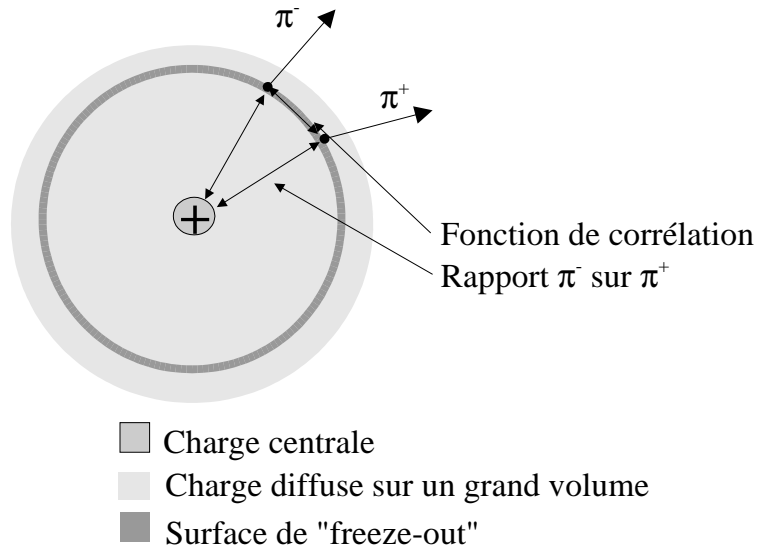


Figure 2.2 Schéma de principe : sensibilité de la fonction de corrélation et du rapport π^- sur π^+ à la position d'émission des pions.

Pour extraire des informations

quantitatives de l'étude des fonctions de corrélation π^- - π^+ et du rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse, il est nécessaire de disposer d'outils de calcul de l'interaction coulombienne. La manière dont ces outils sont utilisés est représentée sur la figure 2.3. Les événements générés à partir des modèles NEXUS et RQMD sont les points de départ du calcul. L'interaction coulombienne est traitée par deux types de méthodes : l'une classique à N corps et l'autre quantique à deux ou trois corps. Nous allons détailler ces méthodes dans la suite de ce chapitre.

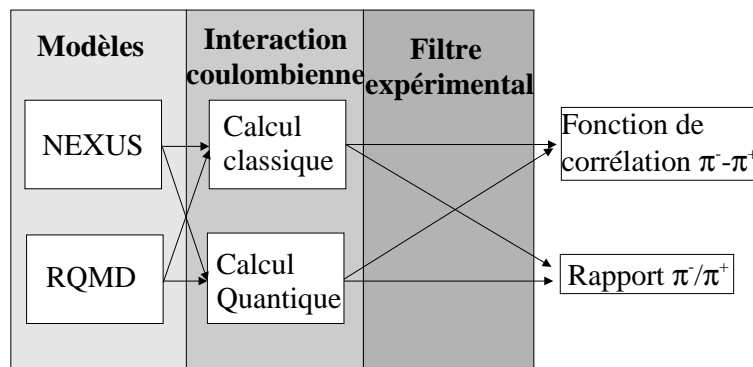


Figure 2.3 Principe du calcul de l'interaction coulombienne à partir des modèles

2.3.1 Les fonctions de corrélation

Dans ce paragraphe nous allons montrer comment les fonctions de corrélation peuvent

être construites et reliées à la distribution des positions d'émission des particules. Nous présenterons ensuite les phénomènes qui introduisent une corrélation entre les pions.

2.3.1.1 Principe

La fonction de corrélation $C(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ est définie comme la probabilité $P(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ d'observer deux particules d'impulsions \vec{p}_1 et \vec{p}_2 divisée par le produit des probabilités $P(\vec{p}_1)$ et $P(\vec{p}_2)$ d'observer chaque particule en l'absence de corrélation :

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{P(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{P(\vec{p}_1)P(\vec{p}_2)}$$

Dans le cas des pions, les phénomènes qui introduisent une corrélation sont la statistique quantique et les interactions dans l'état final. En nous basant sur un cas simple nous allons montrer que la fonction de corrélation est sensible à la distribution des points d'émission des particules.

Les particules d'impulsions \vec{p}_1 et \vec{p}_2 sont émises à partir des positions \vec{x}_1 et \vec{x}_2 . Il est impossible d'associer la particule d'impulsion \vec{p}_1 avec la position d'émission \vec{x}_1 plutôt qu'avec la position \vec{x}_2 . La même conclusion peut être tirée pour la particule d'impulsion \vec{p}_2 . En caractérisant les sources d'émission des particules par les distributions $\rho(\vec{x}_1, \vec{p}_1)$ et $\rho(\vec{x}_2, \vec{p}_2)$, la probabilité de détecter simultanément les deux particules s'écrit :

$$P(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \int \rho(\vec{x}_1, \vec{p}_1) \rho(\vec{x}_2, \vec{p}_2) |\Psi(\vec{x}_1, \vec{p}_1; \vec{x}_2, \vec{p}_2)|^2 d^3 \vec{x}_1 d^3 \vec{x}_2$$

ou $\Psi(\vec{x}_1, \vec{p}_1; \vec{x}_2, \vec{p}_2)$ est la fonction d'onde associée aux particules 1 et 2.

Pour écrire cette probabilité, nous avons considéré que la source était incohérente, c'est-à-dire que les distributions $\rho(\vec{x}_1, \vec{p}_1)$ et $\rho(\vec{x}_2, \vec{p}_2)$ étaient indépendantes. De plus nous avons implicitement considéré la source comme statique ; c'est-à-dire que les positions et impulsions d'émission des particules sont indépendantes du temps. Nous allons de plus postuler que les distributions en position et en impulsion d'émission des particules sont indépendantes, ce qui permet d'écrire que $\rho(\vec{x}_i, \vec{p}_i) = P(\vec{p}_i) \rho(\vec{x}_i)$. Alors :

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{\int \rho(\vec{x}_1) \rho(\vec{x}_2) |\Psi(\vec{x}_1, \vec{p}_1; \vec{x}_2, \vec{p}_2)|^2 d^3 \vec{x}_1 d^3 \vec{x}_2}{\int \rho(\vec{x}_1) \rho(\vec{x}_2) d^3 \vec{x}_1 d^3 \vec{x}_2}$$

Dans le cas des bosons la fonction d'onde doit être symétrisée. En absence d'interactions coulombiennes ou nucléaires, la fonction d'onde s'écrit :

$$\Psi(\vec{x}_1, \vec{p}_1; \vec{x}_2, \vec{p}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\vec{p}_1 \cdot \vec{x}_1} e^{i\vec{p}_2 \cdot \vec{x}_2} + e^{i\vec{p}_1 \cdot \vec{x}_2} e^{i\vec{p}_2 \cdot \vec{x}_1}). \text{ On peut alors montrer que:}$$

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = C(\vec{Q}) = 1 + \frac{\int \rho(\vec{x}_1) \rho(\vec{x}_2) e^{i(\vec{p}_2 - \vec{p}_1) \cdot (\vec{x}_2 - \vec{x}_1)} d^3 \vec{x}_1 d^3 \vec{x}_2}{\int \rho(\vec{x}_1) \rho(\vec{x}_2) d^3 \vec{x}_1 d^3 \vec{x}_2} = 1 + |\tilde{\rho}(\vec{Q})|^2$$

$\tilde{\rho}(\vec{Q})$ est la transformée de Fourier de la distribution de la source avec $\vec{Q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$. Il est donc possible de déterminer de cette manière la distribution des positions d'émission des particules. Les caractéristiques spatio-temporelles de la source d'émission des particules peuvent ainsi être déterminées. Cependant, un certain nombre de simplifications que nous avons utilisées dans ce calcul ne peuvent être appliquées dans le cadre de l'étude des

collisions d'ions lourds ultra-relativistes. En effet, l'interaction coulombienne joue un rôle important ; la source peut présenter un certain degré de cohérence ; elle ne peut être considérée comme statique ; les impulsions et les positions des particules émises sont corrélées.

Dans notre étude, nous avons étudié les fonctions de corrélation de la variable $Q_{inv}^2 = (E_1 - E_2)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2$ qui a l'avantage d'être invariante dans le repère de Lorentz dans lequel elle est construite. La fonction de corrélation s'obtient en formant le rapport :

$$C(Q_{inv}) = \frac{dN/dQ_{inv}}{\tilde{dN}/dQ_{inv}}$$

Avec dN/dQ_{inv} la distribution en Q_{inv} obtenue en construisant des paires de particules issues des mêmes événements, et \tilde{dN}/dQ_{inv} la distribution extraite à partir de paires provenant d'événements différents. Seule la première distribution est affectée par la corrélation entre les particules. Le rapport est normalisé à 1 lorsque la corrélation devient négligeable.. Cette technique va nous permettre de construire la fonction de corrélation $\pi^- \pi^+$. Afin de tirer des conclusions quantitatives de l'étude des fonctions de corrélation il est nécessaire de pouvoir calculer les phénomènes qui en sont à l'origine.

2.3.1.2 Calculs des fonctions de corrélation

Afin de décrire la corrélation entre les pions identiques, il est nécessaire de prendre en compte les interférences quantiques ainsi que les interactions coulombienne et nucléaire. Dans les cas des particules non-identiques, la fonction de corrélation n'est affectée que par les interactions dans l'état final. En particulier, la corrélation entre les pions de charge opposée est principalement due à l'interaction coulombienne.

Au chapitre 5, nous allons étudier les prédictions des modèles NEXUS et RQMD. D'une manière générale, pour construire une fonction de corrélation à partir de ces modèles, il est nécessaire de calculer les interactions des particules dans l'état final et leurs interférences quantiques.

Dans notre étude nous avons utilisé les techniques de calculs détaillées dans [23]. La figure 2.4 représente, par exemple, la fonction de corrélation $\pi^- \pi^+$ calculée à partir du modèle RQMD [24]. L'interaction coulombienne joue un rôle important. Elle tend à compenser l'attraction engendrée par la symétrisation des fonctions d'onde. Dans le cadre de notre étude de la fonction de corrélation $\pi^- \pi^+$, la symétrisation des fonctions d'onde n'intervient pas. L'interaction coulombienne est le processus dominant qui introduit une corrélation entre les pions.

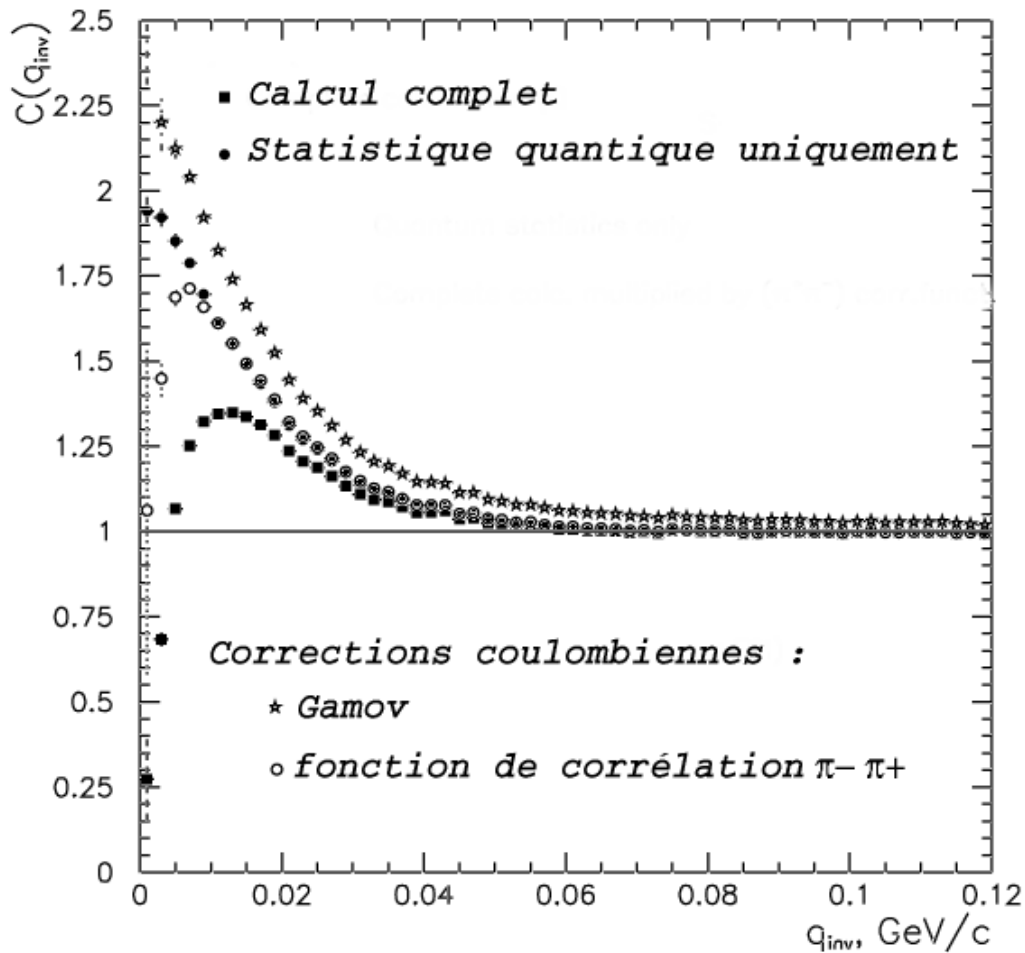


Figure 2.4 Exemple de calcul de la fonction de corrélation $\pi^+\pi^-$ dans les collisions Au+Au à 200 AGeV à partir du modèle RQMD. La fonction de corrélation extraite avec seulement la statistique quantique est très différente du calcul complet car l'interaction coulombienne modifie la fonction de corrélation de manière importante. Les corrections coulombiennes sont alors utilisées pour tenter de supprimer son influence.

Nous disposons d'un second outil de calcul de l'interaction qui repose sur la méthode de traitement classique (non quantique). Cette technique de calcul est présentée dans la section 2.3.2.3. A l'aide de ces deux méthodes quantique et classique, nous allons comparer directement les fonctions de corrélation mesurées à celles extraites des modèles.

2.3.2 Effets de l'interaction coulombienne sur les rapports des distributions en impulsion π^- sur π^+

2.3.2.1 Principe

Au paragraphe 1.2.1, nous avons indiqué que les nucléons des noyaux qui entrent en collisions perdent une partie de leur impulsion longitudinale. La figure 2.5, représente le pouvoir d'arrêt des protons mesurés dans les collisions plomb sur plomb à 17.3 AGeV [25]. La distribution représentée est normalisée par le nombre de participants qui représente le nombre de nucléons incidents impliqués dans une collision. Cette normalisation permet une comparaison directe des collisions centrales et périphériques. Pour notre étude nous ne considérons que les événements centraux. Dans ces conditions, le nombre de protons issus des noyaux initiaux présents au niveau de la rapidité du centre de masse est de l'ordre de 30. Une "charge centrale", c'est-à-dire un excès de charge positive, y est alors présente.

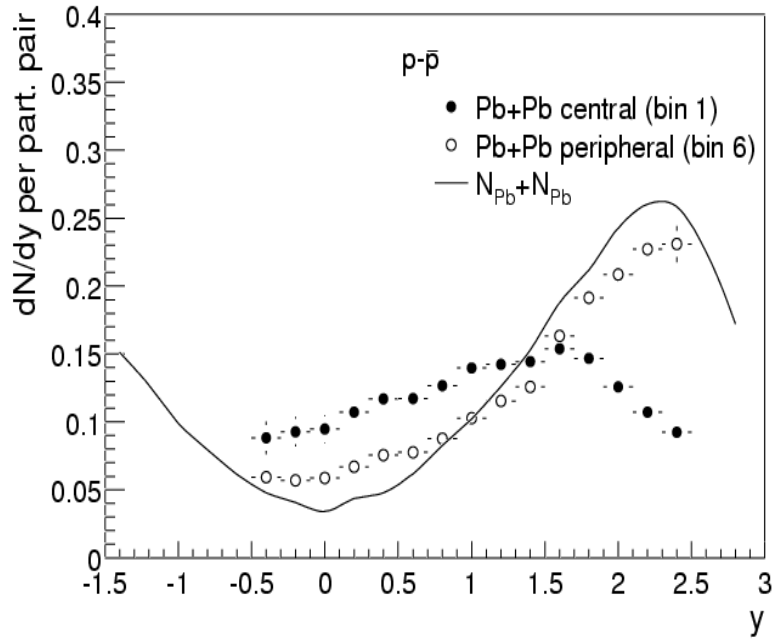


Figure 2.5 Pouvoir d'arrêt normalisé par le nombre de participants mesuré par la collaboration NA49

En raison de cette charge centrale, il est possible que l'impulsion des pions émis au niveau de la rapidité du centre de masse soit sensiblement modifiée. Les impulsions des π^- devraient être réduites d'un facteur Δp^- à cause de l'attraction que la charge centrale exerce vis-à-vis d'eux, alors que celles des π^+ devraient être augmentées d'un facteur Δp^+ . Le rapport des distributions en impulsion des pions négatifs et positifs devrait ainsi être sensible à cette variation. La figure 2.6 représente les rapports des distributions π^- sur π^+ en fonction de l'énergie cinétique mesurés dans les collisions or sur or à 1 AGeV et 10.8 AGeV [26]. Une augmentation du nombre de pions négatifs par rapport au nombre de pions positifs est clairement visible. Ces mesures ont été expliquées par l'effet de la charge centrale.

Compte tenu du ralentissement des protons des noyaux incidents dans les collisions plomb sur plomb à 17.3 AGeV, un tel phénomène devrait aussi s'y produire. L'effet de l'interaction coulombienne devrait se manifester par une asymétrie du nombre de π^- sur π^+ d'autant plus importante que l'impulsion des pions est faible. Dans le cadre de notre étude nous ne considérons pas la partie longitudinale de l'impulsion. Nous construisons le rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse qui est définie par : $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ avec p_T l'impulsion dans la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau et m_0 la masse au repos de la particule.

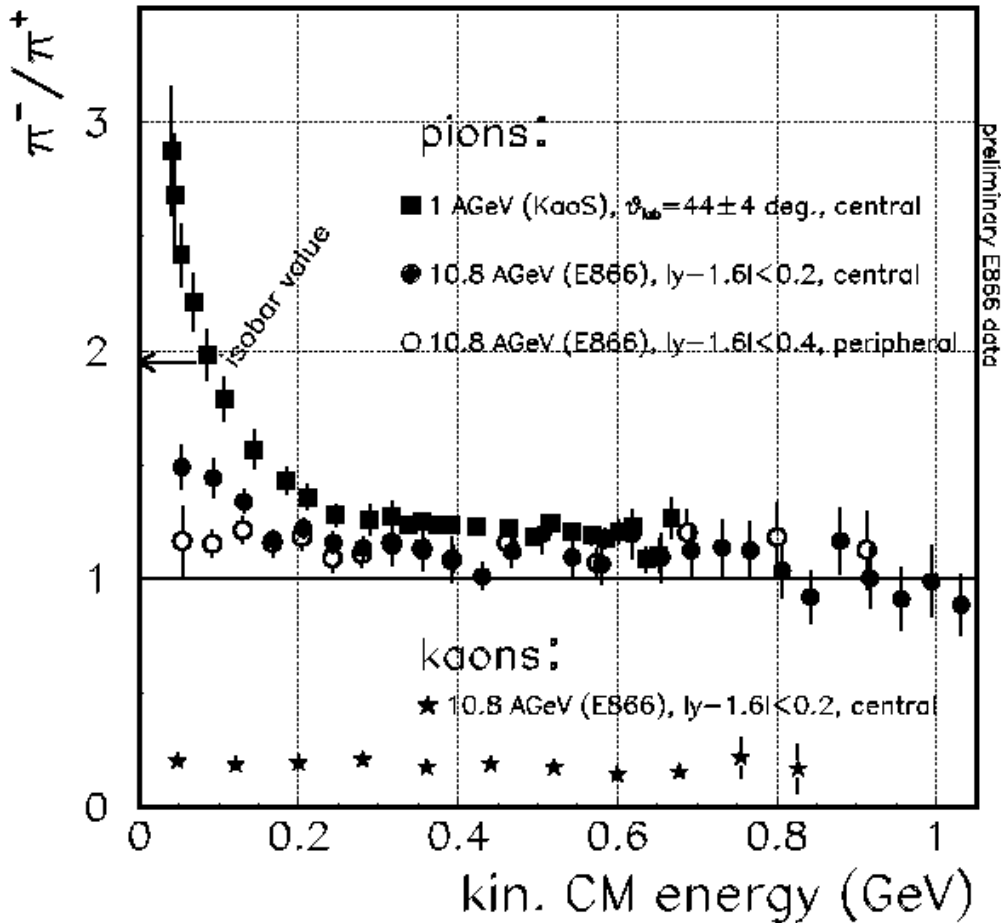


Figure 2.6 Rapport π^- sur π^+ en fonction de l'énergie cinétique dans des collisions or sur or pour des énergies faisceau de 1 AGeV ($\sqrt{s} = 2.1$ AGeV) et 10.8 AGeV ($\sqrt{s} = 4.7$ AGeV). Le rapport extrait de l'étude des kaons est aussi représenté.

d'étudier la contribution de l'interaction coulombienne sur le rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse nous avons utilisé deux méthodes de calculs différentes. Dans les deux cas, elles s'appliquent sur des générateurs d'événements. Elles ont ainsi l'avantage de ne pas nécessiter d'hypothèses simplistes sur les sources de particules. La validité des modèles peut de nouveau être testée. L'impact de l'interaction coulombienne est dépendant de la distance entre les pions et la "charge centrale". Cette étude apporte donc de nouvelles contraintes aux modèles en terme de distributions spatio-temporelles des points d'émission des particules.

2.3.2.2 Calcul quantique

La méthode de calcul quantique de l'interaction coulombienne est identique à celle utilisée pour le calcul des fonctions de corrélation [27]. Elle est basée sur des interactions à deux corps. Dans le cadre de l'étude de l'effet de la charge centrale il est nécessaire de recourir à une approximation importante : l'interaction entre les pions émis et la charge centrale doit être réduite à une interaction à deux corps.

En l'absence d'interaction, les fonctions d'onde des particules sont décrites par des ondes planes. Lorsqu'une particule de charge z_i interagit avec une charge ponctuelle Z , sa fonction d'onde s'écrit :

$$\Psi(r_i, p_i) = e^{-i p_i r_i} \Phi_{p_i}^{z_i Z}(r_i) \text{ avec :}$$

$$\Phi_{p_i}^{z_i Z}(\vec{r}_i) = e^{i \delta_i \sqrt{(A_c(p_i a_i))}} F\left(\frac{-i}{p_i a_i}, 1, i(\vec{p}_i \vec{r}_i + p_i r_i)\right)$$

où δ_i est le déphasage coulombien de l'onde s , A_c est le facteur coulombien de Gamov, et F est la fonction hypergéométrique confluyente. A partir de l'expression de cette fonction d'onde et de la connaissance des positions et des impulsions au moment de l'émission des particules il est possible de calculer la probabilité qu'une telle particule soit émise. La rapport des probabilités d'émission des pions négatifs et positifs en fonction de m_r peut alors être construit.

Cette méthode repose sur l'approximation que la charge peut être concentrée en un point. Cependant les distributions de pouvoir d'arrêt montrent qu'il n'en est rien. Les protons arrêtés sont distribués sur plusieurs unités de rapidité. Les pions émis dans un domaine de rapidité donné ne vont alors pas être sensibles à l'ensemble de la charge. Il est nécessaire d'introduire la notion de charge effective. Elle représente la charge à laquelle les pions sont effectivement sensibles. Sa valeur est un paramètre du modèle qui doit être ajusté.

2.3.2.3 Calcul classique

L'utilisation d'une technique de calcul classique de l'interaction permet d'éviter d'introduire la notion de charge effective. En effet cette méthode permet un calcul à N corps de l'interaction coulombienne [28]. Cependant il est clair que l'interaction coulombienne ne peut être traitée de manière classique lorsque les particules sont trop proches. Dans le cadre du modèle classique l'interaction coulombienne entre deux particules n'est alors pas calculée si la distance qui les séparent est inférieure à 0.8 fermi. Cette distance correspond à la taille des hadrons. Cette coupure a heureusement peu d'impact car dans les générateurs d'événements que nous avons utilisés, très peu de particules se croisent à moins de un fermi l'une de l'autre. En effet cette limite est proche de celle qui détermine dans les générateurs d'événements si une collision a lieu ou non.

La force électromagnétique exercée sur une particule i par l'ensemble des autres particules chargées s'écrit :

$$m_i \frac{du_i}{d\tau} = \sum_{j \neq i} \frac{e_j}{c} F^{\mu\nu} u_j^\nu$$

où m_i est la masse de la particule i , $u_i = \{1, v\} / \sqrt{1 - v^2}$ est son vecteur vitesse de lorentz et $F^{\mu\nu}$ est le tenseur défini comme :

$$F^{\mu\nu} = \frac{e_j}{c} \frac{X^\mu u_j^\nu - X^\nu u_j^\mu}{\frac{1}{2}(u_j^\lambda X^\lambda)^2 - X_\lambda X^\lambda}$$

avec X^λ le vecteur de lorentz représentant la distance relative entre la particule i et la particule j .

A chaque $d\tau$ il est ainsi possible de calculer l'interaction entre une particule et toutes les autres. Cette méthode présente ainsi l'avantage de ne pas traiter l'interaction entre les protons en excès et les pions en supposant la présence d'une charge centrale.

2.3.2.4 Comparaison entre méthodes

La méthode classique du calcul de l'interaction n'est applicable que si la distance entre les particules est suffisamment grande pour ne pas introduire d'effet quantique important. Afin de vérifier l'applicabilité du calcul classique, nous avons comparé les fonctions de corrélation $\pi^+\pi^-$ calculées avec les deux méthodes. La corrélation entre ces deux types de particules est uniquement due à l'interaction coulombienne. Sur la figure 2.7, nous avons utilisé des événements du modèle RQMD comme base de comparaison. Ces deux calculs sont qualitativement en bon accord. Le calcul quantique prédit cependant une fonction corrélation qui croît plus rapidement mais atteint une valeur maximale plus faible que le calcul classique.

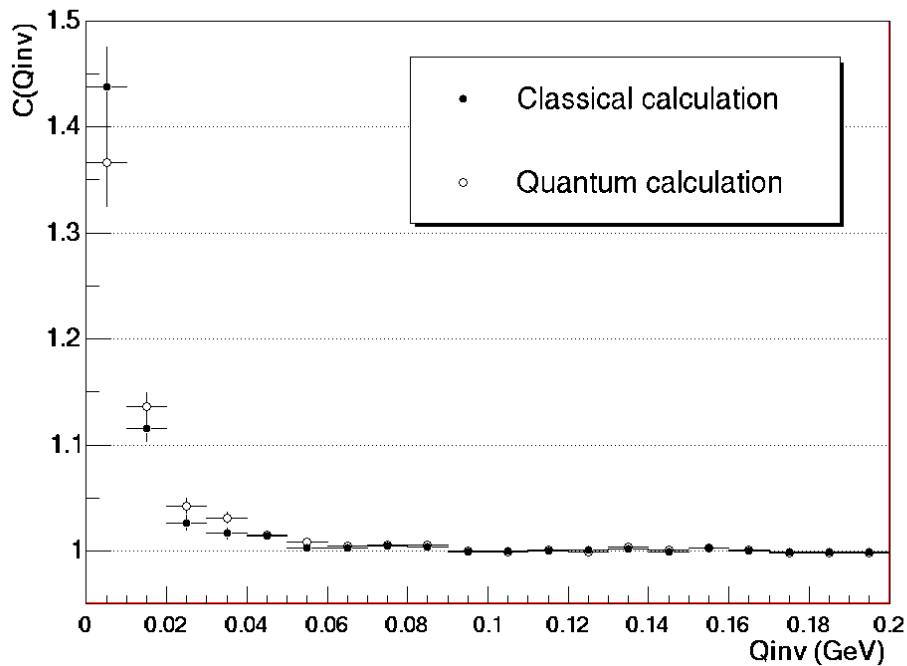


Figure 2.7 Fonction de corrélation $\pi^+\pi^-$ calculée à partir du générateur d'événements RQMD avec les méthodes quantique et classique.

Sur la figure 2.8, nous avons comparé les rapports π^+ sur π^- en fonction de la masse transverse prédit par les deux méthodes toujours à partir du générateur d'événements RQMD. La méthode quantique nécessite un ajustement des valeurs de charge centrale. Pour qu'elle soit en accord avec la méthode classique pour des masses transverses inférieures 50 MeV, il faut choisir une charge centrale comprise entre 50 et 60. Nous n'avons pas cherché à ajuster les deux prédictions. Il existe une différence plus fondamentale entre ces deux calculs : l'augmentation du nombre de π^- par rapport au π^+ s'effectue de façon progressive à partir de 300 MeV dans le cadre du calcul classique alors qu'il n'apparaît que brutalement pour des masses transverses inférieures à 50 MeV lorsque le calcul quantique est utilisé. Cette différence est due au fait que la charge est statique dans le calcul quantique. La charge centrale affecte alors très fortement les particules de faible impulsion qui restent longtemps à son voisinage mais elle a très peu d'effet sur les autres.

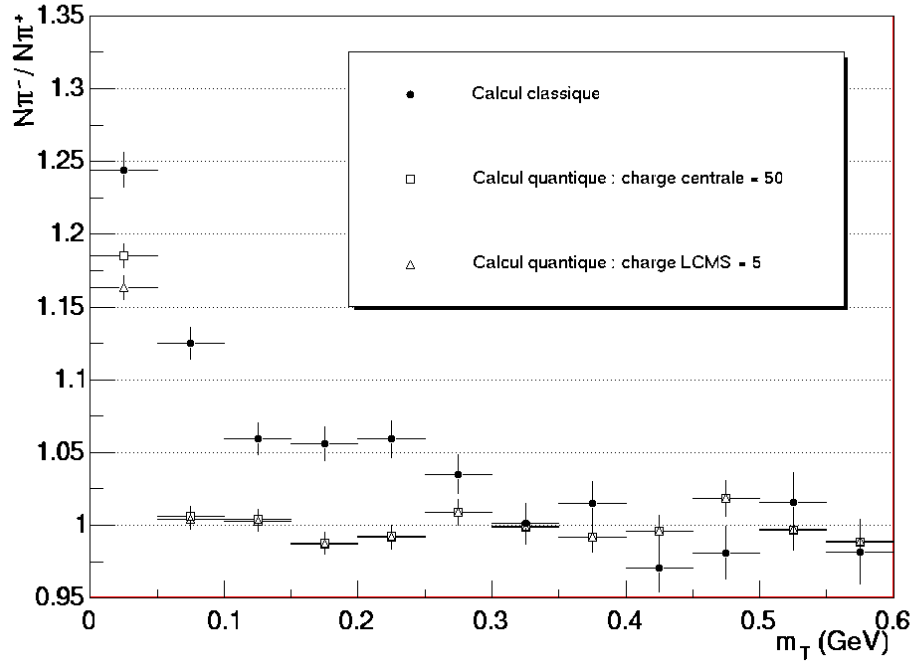


Figure 2.8 Rapport des distributions π^+ sur π^- en fonction de la masse transverse extrait du modèle RQMD à l'aide des méthodes classiques et quantiques.

Nous disposons donc de deux méthodes de calculs de l'interaction coulombienne que nous pouvons appliquer aux événements générés par les modèles. Elles nous permettront de construire la fonction de corrélation $\pi^+\pi^-$ et le rapport π^+ sur π^- prédits par les modèles afin de les comparer avec nos mesures.

3 L'expérience WA98 au SPS

3.1 Introduction

Le Super Proton Synchrotron (SPS) est un anneau de 6 km de circonférence, construit en 1976 afin d'accélérer des protons jusqu'à 400 GeV. En 1981, il a été converti en collisionneur proton-antiproton et a permis, en 1983, la découverte des bosons W et Z. Débutée en 1986, l'accélération de noyaux a conduit en 1994 aux premières collisions plomb sur plomb à 17.3 AGeV par nucléon.

Ces collisions pourraient permettre la formation d'un plasma de quarks et de gluons. En effet, la densité d'énergie atteinte après les premières interactions entre nucléons est estimée à 3 GeV/fm³. Cette valeur est supérieure à la limite de déconfinement prédite par les calculs théoriques. Pour mettre en évidence la phase partonique, plusieurs expériences ont été conçues, chacune avec un programme de physique spécifique

- NA44 est un spectromètre de particules chargées qui a mesuré avec précision les spectres des pions, kaons, protons, et deutérons. Il couvre une petite acceptance mais présente de très bonne qualité d'identification des particules et de reconstruction de l'impulsion. Des événements contenant entre une et trois particules d'un type donné (pion, kaon ou proton) peuvent être spécifiquement sélectionnés ce qui permet de disposer d'une statistique importante pour différentes études. Les fonctions de corrélation des pions, kaons et protons ont pu ainsi être étudiées avec précision par cette collaboration.
- NA45/CERES : l'objectif de cette expérience est l'étude des paires d'électrons-positrons. Le spectre en masse invariante de ces paires a été construit. Il semble indiquer une modification de la masse de la résonance ρ . Ce changement pourrait être la conséquence de la présence du PQG lors de la désintégration de ce méson.
- NA49 est constituée de plusieurs grandes chambres à projection temporelle. Cette expérience permet l'étude des particules chargées sur un grand domaine en acceptance. Les spectres en masse transverse et en rapidité des pions, kaons et protons ont été construits par cette collaboration. Les fonctions de corrélation pion-pion, proton-proton et pion-proton ont été étudiées ainsi que les spectres en rapidité des particules étranges Λ et K^0_s . Nous avons utilisé ces mesures dans le chapitre 4.
- NA50 a reconstruit le spectre en masse invariante des paires de muons positifs et négatifs. Cette expérience s'est surtout focalisée sur l'étude du J/Ψ présentée en 1.3.1.
- NA52 était dédiée à l'étude des fragments lourds et en particulier à la recherche de strangelets qui sont des conglomerats de quarks dont la stabilité serait assurée par la présence de quarks étranges. Aucun strangelet n'a été identifié à ce jour.
- WA97 a permis l'étude de la majorité des baryons étranges. Les résultats obtenus par cette expérience ont été présentés au paragraphe 1.3.3. Nous avons utilisé la mesure du taux de production des Λ dans le chapitre 4 pour évaluer la fraction de pions qui en sont issus.
- WA98 était l'expérience la plus généraliste. Elle a permis d'étudier de nombreuses

observables. Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire en détails cette expérience en insistant particulièrement sur les spectromètres de particules chargées dont les données ont été utilisées dans notre analyse.

3.2 L'expérience WA98

L'expérience WA98 a été conçue pour étudier les collisions plomb sur plomb à 17.3 GeV par paire de nucléons produites au CERN SPS. L'objectif de la collaboration était d'étudier ces réactions à travers un grand nombre d'observables. L'expérience WA98 est représentée sur la figure 3.1. On peut classer les différents détecteurs en fonction des types de mesures qu'ils effectuent :

- Les détecteurs destinés à caractériser les événements de manière globale
- Le spectromètre de photons
- Les spectromètres de particules chargées.

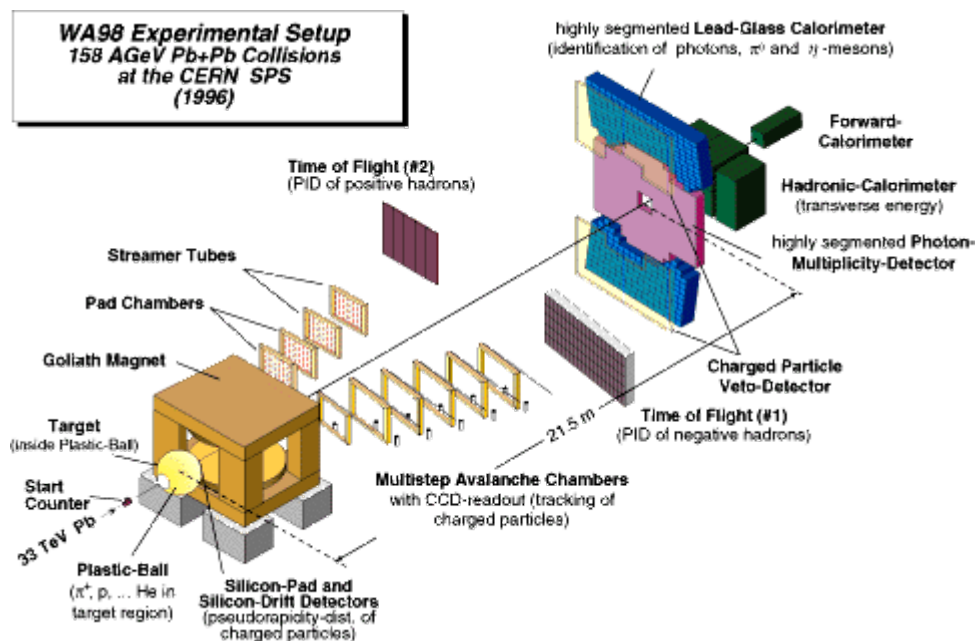


Figure 3.1 L'expérience WA98

Nous détaillerons au paragraphe 3.3 les différents sous détecteurs des spectromètres de particules chargées. Nous allons maintenant présenter les autres composants de l'expérience WA98 en insistant sur les résultats qui en ont été extraits.

3.2.1 Caractérisation des événements

3.2.1.1 Calorimétrie globale

Le Zero Degree Calorimeter (ZDC), mesure l'énergie des fragments du noyau projectile qui n'ont pas interagi. Il couvre une région de pseudo-rapacité, $\eta \geq 5.9$. Le Mid Rapidity Calorimeter (MIRAC), mesure l'énergie des particules émises pour $3.5 < \eta < 5.5$. Il permet de détecter à la fois les gerbes électromagnétiques et hadroniques. Ces détecteurs sont essentiels pour déterminer la centralité des collisions. Nous développerons ce point au paragraphe 2.4.2. La variation de l'énergie transverse en fonction de la centralité a été

étudiée à partir des mesures du MIRAC [29]. Elle ne varie pas linéairement avec le nombre de participants qui représente le nombre de nucléons impliqués dans une collision noyau-noyau. Son évolution se traduit plutôt par la relation :

$$(dE_T/d\eta)_{max} \propto N_{participant}^\alpha \text{ avec } \alpha \simeq 1.08$$

Le paramètre α serait égal à un si la linéarité était respectée, c'est-à-dire si toutes l'énergie était libérée dans une unique collision. Par ailleurs, si l'énergie était équitablement partagée entre toutes les collisions que subissent les nucléons participants, le coefficient α serait égal à 4/3. Le résultat de l'expérience WA98 montre que la réalité se situe dans un état intermédiaire entre ces deux cas extrêmes.

3.2.1.2 Multiplicité et DCC

Pour déterminer la centralité des collisions, on peut aussi étudier la multiplicité des particules chargées. Cette mesure est moins précise que celle réalisée en utilisant les calorimètres car elle est plus sujette aux fluctuations. Dans l'expérience WA98, la multiplicité des particules chargées est mesurée par des détecteurs au silicium à pads et à dérive. Ces deux détecteurs couvrent une région de pseudo-rapidité comprise entre 2 et 3.75. L'énergie transverse par particule a été évaluée à partir des mesures réalisées à l'aide du MIRAC (figure 3.2). On constate qu'elle atteint une valeur de saturation de 800 MeV autour de 100 participants [29]. Comme pour l'énergie transverse, l'évolution de la multiplicité des particules chargées en fonction du nombre de participants n'est pas linéaire. On a aussi $\alpha = 1.08$. Ce résultat pourrait remettre en cause les estimations d'absorption du J/Ψ par les hadrons qui sont basées sur une évolution linéaire de la densité de particules en fonction du nombre de participants.

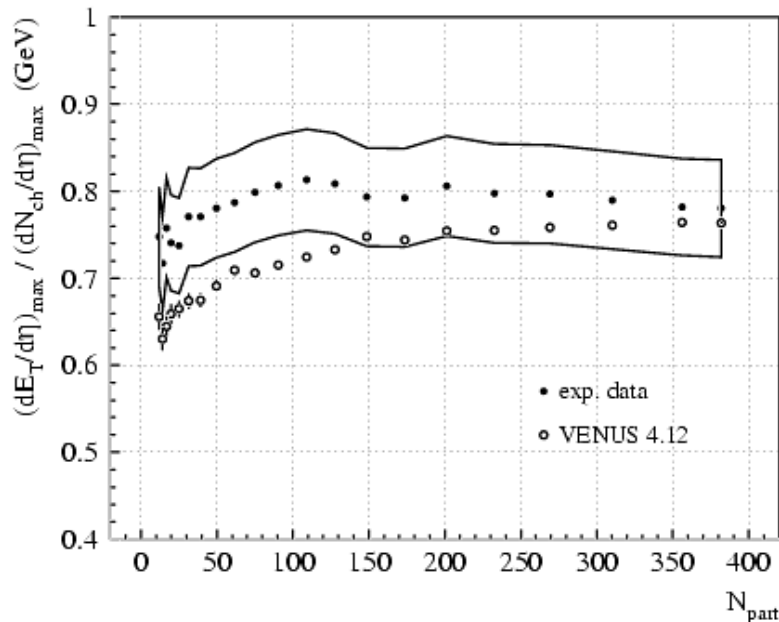


Figure 3.2 $\langle E_t \rangle / \langle N_{Ch} \rangle$, Énergie transverse moyenne par particule chargée. Les bande représente les erreurs systématiques de la mesure. Les données sont comparées aux calculs réalisés avec le modèle VENUS.

La multiplicité des photons est mesurée à l'aide d'un calorimètre (Photon Multiplicity

Detector, PMD) conçu pour sélectionner les gerbes électromagnétiques. Il ne permet que de compter les photons car il ne mesure pas toute l'énergie des gerbes. Les hadrons laissent en général une énergie insuffisante pour être détectés car ils n'entraînent pas la formation d'une gerbe électromagnétique. L'acceptance du PMD est $2.4 < \eta < 4.4$. En combinant les mesures de multiplicité des particules chargées et des photons dans les mêmes domaines d'acceptance, la collaboration WA98 a cherché à mettre en évidence la formation de condensât chiral désorientés (DCC) [30]. Ce phénomène est lié à une restauration partielle de la symétrie chirale qui entraîne une variation du nombre de π^0 produits par rapport au nombre de pions chargés, localisée sur une petite région de l'espace de phase. Les π^0 sont la source dominante de photons alors que les particules chargées sont majoritairement des pions ce qui permet d'étudier les DCC à travers les mesures de multiplicité de photons et de particules chargées. Aucun événement n'ayant été identifié, une limite supérieure de la probabilité de produire des DCC a été estimée.

3.2.1.3 Mesure du flot anisotrope

La boule de plastique est un détecteur hérité des expériences au Bevalac. Elle mesure les impulsions des particules chargées. Les pions, protons, deuteron et tritons sont identifiés grâce à une combinaison de deux types de scintillateurs. La charge des particules n'est pas mesurée. L'acceptance de la boule de plastique couvre la région de la cible. L'isotropie de l'émission des pions et des protons a été étudiée à l'aide de ce détecteur. Dans les réactions périphériques, une anisotropie importante a été mesurée par la collaboration WA98 [31]. Le résultat principal obtenu est que les pions et les protons sont émis préférentiellement dans le plan de réactions qui est défini sur la figure 3.3.

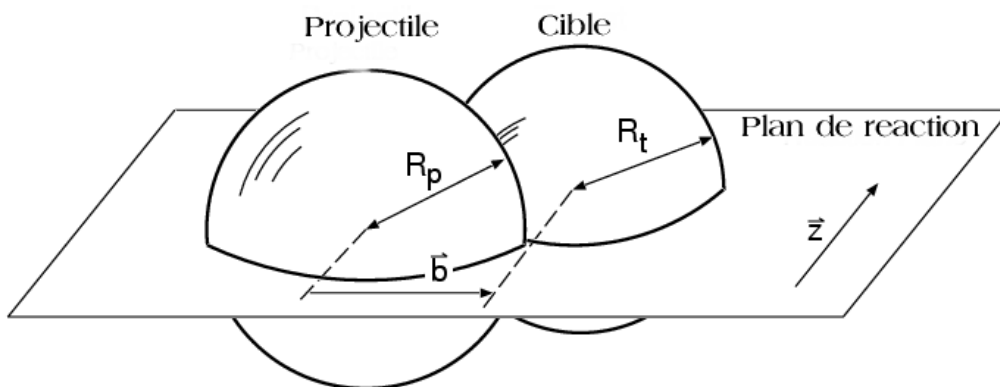


Figure 3.3 Définition du plan de réaction

3.2.2 Spectrométrie des photons

Un calorimètre au verre de plomb (LEDA) a été utilisé afin de mesurer précisément l'énergie déposée par les gerbes électromagnétiques. Pour s'affranchir du fond hadronique, un détecteur gazeux (Charge Particle Veto) placé devant le calorimètre, sensible uniquement aux particules chargées, permet de supprimer les gerbes créées par les hadrons chargés. La combinaison de ces deux détecteurs a permis de construire la distribution en masse transverse des π^0 (figure 3.4)[20]. Ce spectre s'étend jusqu'à 4 GeV ce qui permet de

tester la contribution des processus durs dans la production de pions de grande impulsion transverse qui peuvent être considérés comme provenant de mini-jets. La distribution des impulsions transverses des π^0 supérieures à 2 GeV/c est reproduite par un calcul basé sur la chromodynamique quantique perturbative. Aucun phénomène de perte d'énergie lors de la traverse de la matière nucléaire n'est nécessaire pour reproduire les données.

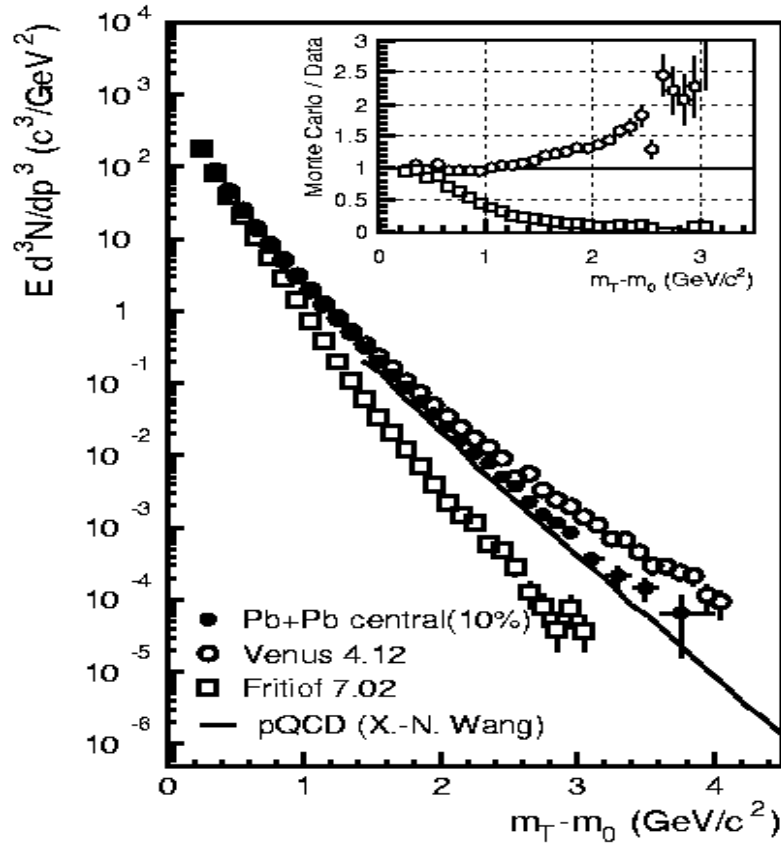


Figure 3.4 Distribution en masse transverse des π^0

Un spectre de photons directs a été extrait en éliminant la contribution des photons issus de la désintégration des mésons [12]. La figure 3.5 représente le rapport entre le nombre total de photons mesurés et le nombre de photons issus de désintégration de mésons. Un excès de photons est constaté pour des impulsions supérieures à 1.5 GeV/c dans les collisions centrales uniquement. Les calculs perturbatifs montrent que la contribution des interactions entre nucléons incidents n'est pas suffisante pour expliquer le taux de productions des photons directs. Ces calculs comportent peu d'incertitudes car ils peuvent être contraints par les mesures réalisées avec des faisceaux de protons à $\sqrt{s} = 19.4$ GeV. Les ré-interactions entre particules après les premières collisions sont donc responsables de la production de photon directs. Les données ont pu être décrites à partir d'un modèle hydrodynamique qui inclus les deux phases : partonique et hadronique. Dans le cadre de ce calcul, la source de photons dominante est la matière de quarks. Toutefois, des études théoriques plus poussées sont nécessaires afin de pouvoir affirmer que le taux de production des photons directs mesurés par WA98 implique la formation d'une phase partonique.

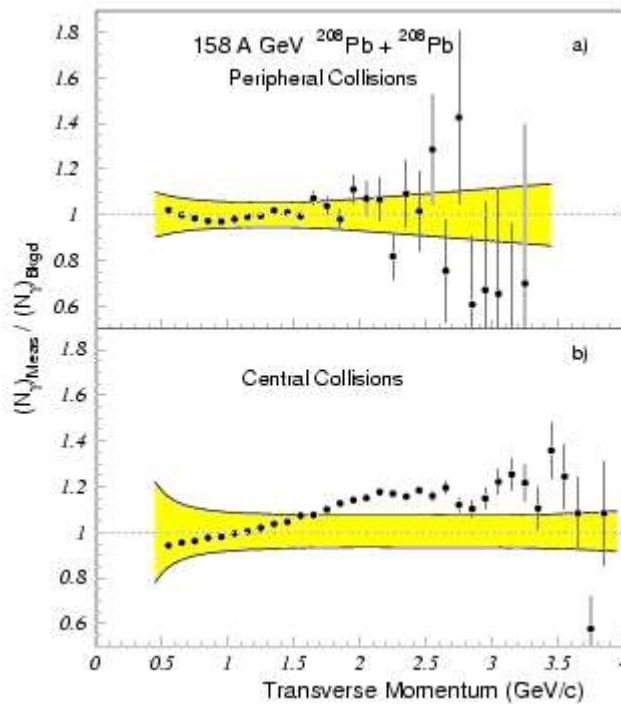


Figure 3.5 Photons directs : rapport du nombre total de photons détectés sur le nombre de photons provenant des désintégrations de mésons. Ce rapport n'est significativement différent de 1 que dans les collisions centrales.

3.3 Spectromètre de particules chargées : les bras de trajectographie

Dans l'expérience WA98, les particules chargées issues des collisions entre noyaux, traversent un aimant dipolaire (GOLIATH) qui les dévie. Le pouvoir de déviation de cet aimant est : $BL=1.6 \text{ Tm}$. Son centre est situé à 3.280 mètre de la cible. Les trajectoires des particules chargées sont reconstruites dans deux bras de trajectographie après leur traversée de l'aimant. Ces bras sont situés de part et d'autre de l'axe du faisceau de manière à mesurer simultanément les particules chargées négativement pour le bras 1 et positivement pour le bras 2. Un schéma de principe des spectromètres est représenté sur la figure 3.6. L'acceptance des deux bras est différente car ils ne forment pas le même angle avec l'axe du faisceau. La polarité du champ a été inversée pendant une période de prise de données de trois jours. Nous avons utilisé ces données au paragraphe 3.3. Le principe de fonctionnement de ces deux bras est similaire : ils se composent d'une série de détecteurs gazeux pour la trajectographie et d'un détecteur de temps de vol pour l'identification des particules. La reconstruction des trajectoires permet de calculer l'impulsion des particules. Afin d'obtenir la meilleure mesure de l'impulsion possible la résolution en position a été optimisée dans la direction perpendiculaire au champ magnétique notée x . Nous allons maintenant détailler le fonctionnement de chaque bras de trajectographie.

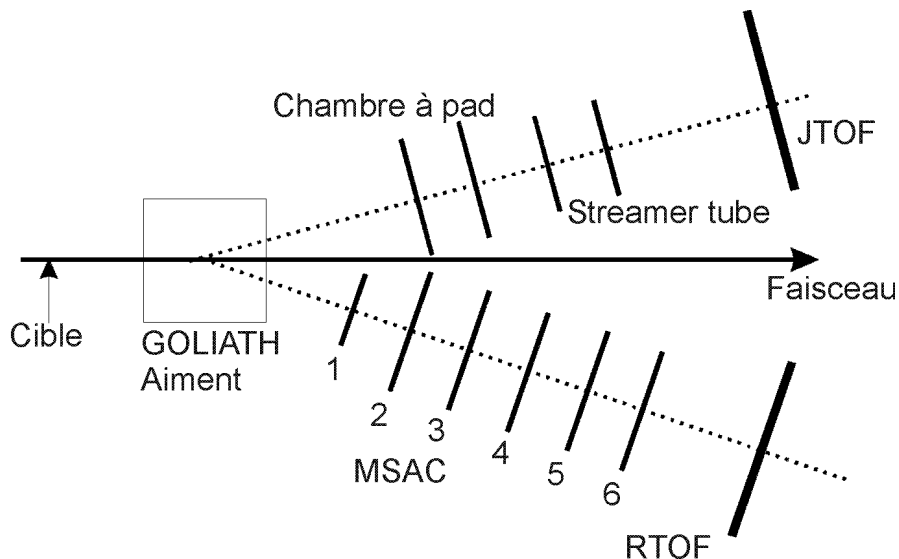


Figure 3.6 Schéma de principe des deux spectromètres de particules chargées.
Les distances ne sont pas respectées.

3.3.1 Bras 1

Ce bras de trajectographie fut le premier construit à partir de 1994. Il est composé de 6 chambres à avalanche multi-étage (MSAC, Multi Step Avalanche Chamber) qui permettent de reconstruire les trajectoires des particules et d'un détecteur de temps de vol (RTOF) destiné à leur identification. Il est situé sur un axe incliné de 19° par rapport à l'axe du faisceau.

3.3.1.1 MSAC, Chambres à avalanche multi-étage

Six chambres à avalanche multi-étage (MSAC) sont utilisées dans le bras 1 de WA98 [32]. Leur surface active est de $1.2 \times 0.85 \text{ m}^2$ pour la chambre la plus proche de l'aimant et de $1.6 \times 1.2 \text{ m}^2$ pour les autres chambres. Schématiquement, elles sont composées de trois parties : un espace d'ionisation, un espace d'amplification et de dérive, et un espace de conversion du signal électrique en lumière. Chaque espace est séparé par une grille de fils conducteurs sur lesquels une tension est appliquée. Le gaz est ionisé par le passage des particules à l'intérieur de l'ensemble de la chambre, mais, seuls les électrons qui traversent l'espace d'amplification produisent un signal mesurable. Les électrons d'ionisation dérivent ensuite sous l'effet d'un champ électrique vers l'autre côté de la chambre. Pendant leur dérive, ils traversent trois zones où le champ est suffisant pour produire une amplification du nombre d'électrons. Dans le dernier espace, ils excitent des molécules de gaz TEA (Tri Ethyl Amine) qui se dés excitent en produisant de la lumière ultra-violette. Le rayonnement UV est ensuite converti en lumière visible et est dévié par des miroirs vers des caméras CCD pour y être mesuré. L'avantage de cette méthode de lecture est principalement son faible coût étant donné que les caméras CCD sont produites industriellement. Mais les conversions des électrons en lumière UV puis en lumière visible et les pertes de lumière dans les optiques (miroir et lentilles) imposent d'utiliser les chambres à un gain important ce qui les rend vulnérables aux étincelles.

Les MSAC sont des détecteurs de grande dimension qui permettent de mesurer le point de passage des particules avec une précision estimée à 1.5 mm. Leur granularité est suffisante pour fonctionner dans un environnement où la multiplicité de particules est importante et leur longueur de radiation reste limitée. Cependant, leur point faible est

l'efficacité. En effet, pour éviter les étincelles les chambres ont été utilisées avec un gain insuffisant pour assurer la détection de 100% des particules au minimum d'ionisation.

3.3.1.2 Détecteur de temps de vol

Le détecteur de temps de vol du premier bras est constitué d'un damier de 4×120 scintillateurs. Il permet de mesurer simultanément les temps de vol de plusieurs dizaines de particules. Il est situé à 16.5 m de la cible et couvre une surface de 1.2×0.85 m². Il a une résolution en temps de 120 ps. Cette valeur est une convolution de la résolution du TOF avec celle de 30 ps du compteur Cherenkov à gaz qui définit l'origine du temps pour chaque particules.

Le détecteur de temps de vol peut être utilisé à la fois comme un plan de trajectographie additionnel et afin d'identifier les particules. Il permet de séparer les kaons des pions jusqu'à une impulsion de 3 GeV et les protons des pions jusqu'à 6 GeV.

3.3.2 Bras 2

Le second bras de trajectographie est composé de trois types de détecteurs : deux chambres multi-étage à avalanche, deux tubes à streamer, et un détecteur de temps de vol [33].

3.3.2.1 Chambre à avalanche à pads

Les chambres à avalanche à pad couvrent une surface de 1.2×1 m² [34]. Elles fonctionnent sur le même principe que les MSAC du premier bras. Cependant, les électrons qui ont traversé toute la chambre sont directement récoltés sur des pads pour donner un signal mesurable. Chaque pad consiste en un rectangle de 1×17 mm² qui est connecté à un amplificateur. Cette méthode est plus efficace que la lecture à l'aide des cameras CCD car il n'y a pas de conversion en lumière. Malgré tout, ces détecteurs souffrent aussi du problème des étincelles lorsque la densité d'électrons d'ionisation est trop importante. Ce phénomène se produit lorsqu'une particule très ionisante traverse la chambre ou lorsqu'une particule au minimum d'ionisation dépose beaucoup d'énergie dans le gaz, ce qui est possible du fait de la grande dispersion des distributions en perte d'énergie. Lorsqu'une étincelle se produit, la tension baisse dans l'ensemble de la chambre pendant une demi-seconde. Durant cette période, l'efficacité chute car le gain est fortement réduit. Nous verrons au paragraphe 4.1.1.2 comment identifier ces événements. Si on exclut ce problème de temps mort dû aux étincelles, ces chambres se sont avérées performantes, avec une efficacité de détection comprise entre 91 et 96%, et une résolution en position de 0.5 mm selon x et 1.7 mm selon y. Les pads morts sont responsables de la perte d'efficacité.

3.3.2.2 Tube à décharge

Les tubes à décharge (streamer) sont des chambres à fils qui fonctionnent à haut gain. Les avalanches dans le gaz provoquent des mini-étincelles. Le signal est mesuré par induction capacitive sur des pads de 7×22 mm². Le gain dans le gaz est suffisamment grand pour ne pas nécessiter d'amplification supplémentaire. La résolution de ces détecteurs est de 3 mm en x et de 6.5 mm en y. Leur efficacité est de l'ordre de 95%.

3.3.2.3 Détecteur de temps de vol

Le détecteur de temps vol utilisé dans le deuxième bras de trajectographie de WA98 est

un prototype réalisé pour l'expérience Phenix. Il est situé à environ 18 m de la cible. Sa résolution en temps est de 90 ps à laquelle il faut convoluer la résolution de 30 ps du compteur Cherenkov. Il est composé de 480 scintillateurs dont les dimensions sont pour une moitié, de $15 \times 637.7 \text{ mm}^2$ et l'autre moitié de $15 \times 433.9 \text{ mm}^2$, couvrant au total une surface de $2.45 \times 1.924 \text{ m}^2$. Sa résolution en position moyenne est 12.5 mm en x et 26.4 mm en y.

4 Analyse des données

Les pions sont mesurés dans les deux spectromètres de l'expérience WA98. Il est possible d'étudier leur distribution en impulsion transverse et en rapidité. Dans notre étude nous nous sommes concentrés sur la construction des fonctions de corrélation des pions et des rapports du nombre de π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse. Ces deux mesures donnent accès à la distribution des points d'émission des pions. Avant de montrer les résultats que nous avons obtenus, nous allons présenter les critères de sélection des données puis étudier, à travers la simulation des spectromètres, les conditions dans lesquelles les pions sont détectés.

4.1 Sélection des données

4.1.1 Sélection des événements

L'objectif de cette sélection est de ne conserver que les événements qui correspondent à une unique collision entre deux noyaux de plomb dans la fenêtre de centralité que nous souhaitons étudier. Il est alors nécessaire de rejeter les événements qui ont les caractéristiques suivantes :

- collisions multiples : plusieurs collisions se sont produites dans un intervalle de temps trop court pour être séparées.
- collisions hors cibles
- centralité : nous nous sommes concentré sur l'étude des collisions les plus centrales.

Certains événements doivent de plus être rejeter car un problème a été identifié dans un détecteur. Nous rejetons alors les événements pour lesquels une étincelles s'est produites dans une chambre à pad ainsi que ceux ou une erreur d'horloge est identifiée dans le compteur Cherenkov ou le détecteur de temps de vol du second bras.

4.1.1.1 Réjection des interactions multiples ou hors cible

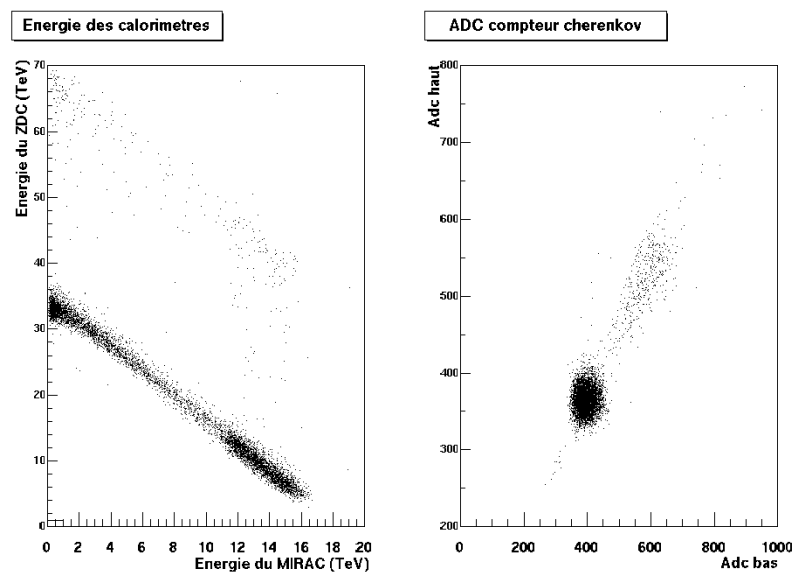


Figure 4.1 Méthode de réjection des interactions multiples dans la cible, à droite à l'aide des calorimètres et à gauche à l'aide du compteur Cherenkov

Compte tenu de l'épaisseur de la cible utilisée dans l'expérience WA98 et de l'intensité du faisceau du SPS, la probabilité que deux collisions soient enregistrées comme un même événement est non négligeable. La corrélation entre les énergies mesurées dans les calorimètres MIRAC et ZDC permet d'identifier ces événements et de les rejeter. Sur la partie gauche de la figure 4.1, on observe la présence de deux bandes distinctes : la plus marquée correspond aux événements avec une seule collision ; la seconde pour des énergies ZDC plus importante est due à un empilement de deux interactions. La somme des énergies mesurées dans les deux calorimètres doit en effet rester inférieure à l'énergie du faisceau qui est de 33 TeV. Pour identifier les interactions multiples, on peut aussi utiliser les valeurs ADC mesurées par le compteur Cherenkov. En effet, il détecte les ions qui le traversent sur une fenêtre de 100 ns. Sur la partie droite de la figure 4.1, les événements correspondant au passage d'un seul ion sont visibles autour de 400 coups ADC bas, et 350 ADC haut. Les dénominations "haut" et "bas" correspondent à la disposition géométrique des détecteurs. Ces deux méthodes donnent des résultats cohérents et permettent de rejeter efficacement les événements où plusieurs collisions se sont produites.

Un certain nombre d'interactions a lieu hors de la cible, soit avant, soit après. La boule de plastique couvre la région de la cible. Elle est séparée en deux hémisphères qui permettent de vérifier que la collision a bien eu lieu dans la cible. En effet, dans ce cas, l'énergie mesurée dans l'hémisphère avant doit être significativement supérieure à celle mesurée dans l'hémisphère arrière. La corrélation entre ces énergies est représentée sur la figure 4.2. Les interactions avant la cible correspondent aux cas où l'énergie mesurée dans les deux hémisphères est proche. Les événements rejetés correspondent à ceux situés au dessus de la droite matérialisée sur la figure 4.2.

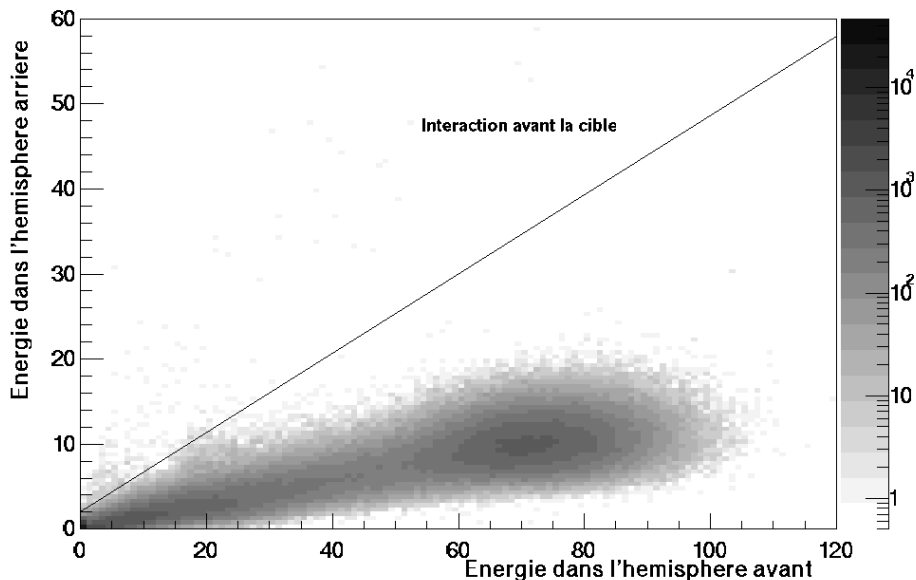


Figure 4.2 Réjection des collisions avant la cible : corrélation entre les énergies mesurées dans les hémisphères avant et arrière de la boule de plastique

Les interactions après la cible correspondent à celles où aucun signal n'a été déposé dans la boule de plastique. Ces événements peuvent alors être aisément supprimés en rejetant

ceux où aucun signal n'a été mesuré dans ce détecteur.

4.1.1.2 Étincelles dans le second bras

Lorsqu'une étincelle se produit dans une des chambres à avalanche multi-étage, elle entraîne une chute de tension sur les fils ce qui réduit le gain de la chambre et donc son efficacité. Cette chute de tension persiste pendant 500 millisecondes. Seuls les événements dont l'efficacité de détection est identique doivent être conservés. Le nombre de points reconstruits dans la première chambre à pads par rapport à celui mesuré dans la seconde est représenté sur la figure 4.3. Les événements pour lesquels ces deux nombres ne sont pas corrélés sont rejetés.

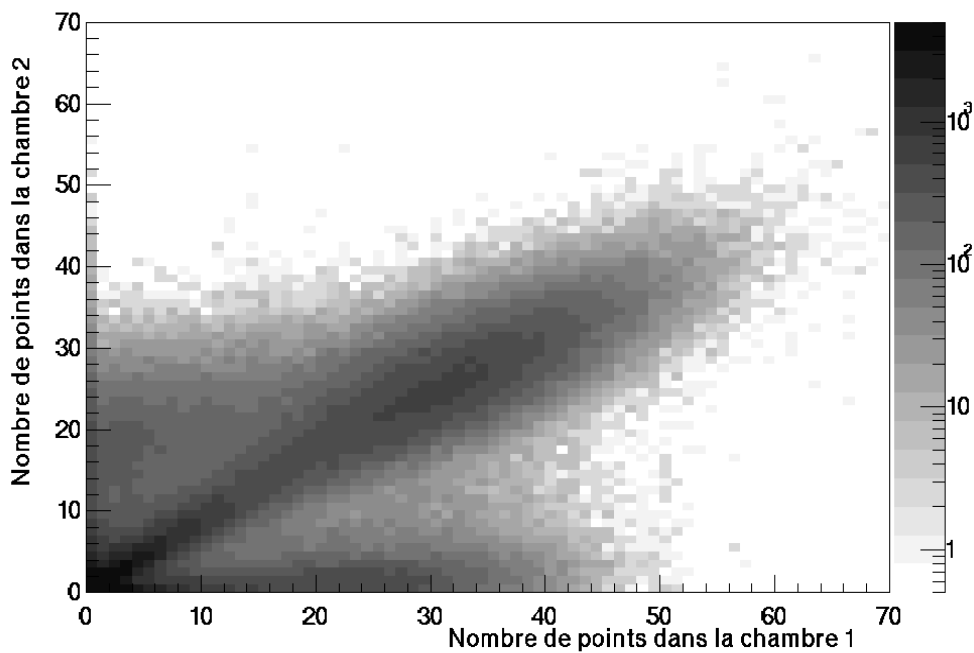


Figure 4.3 Étincelles dans les chambre à pad : corrélation entre le nombre de points dans la première chambre avec le nombre de points dans la seconde

4.1.1.3 Centralité

La centralité est définie à l'aide des deux calorimètres MIRAC et ZDC. La corrélation entre les deux mesures est représentée sur la figure 4.4. A l'aide de modèles, soit simples du type Glauber, soit plus compliqués en utilisant des générateurs d'événements tels Venus, la mesure de l'énergie transverse peut être convertie en paramètre d'impact, en pourcentage de section efficace, ou en nombre de nucléons participants [28]. Dans notre étude nous avons sélectionné les événements centraux correspondant à une énergie transverse minimum de 300 GeV. Ils correspondent à environ 12% de l'ensemble des événements mesurés lorsque le système de déclenchement introduit peu de biais, c'est-à-dire qu'il tente de sélectionner toutes les collisions. Le paramètre d'impact minimum ainsi sélectionné est de l'ordre de 4.5 fm.

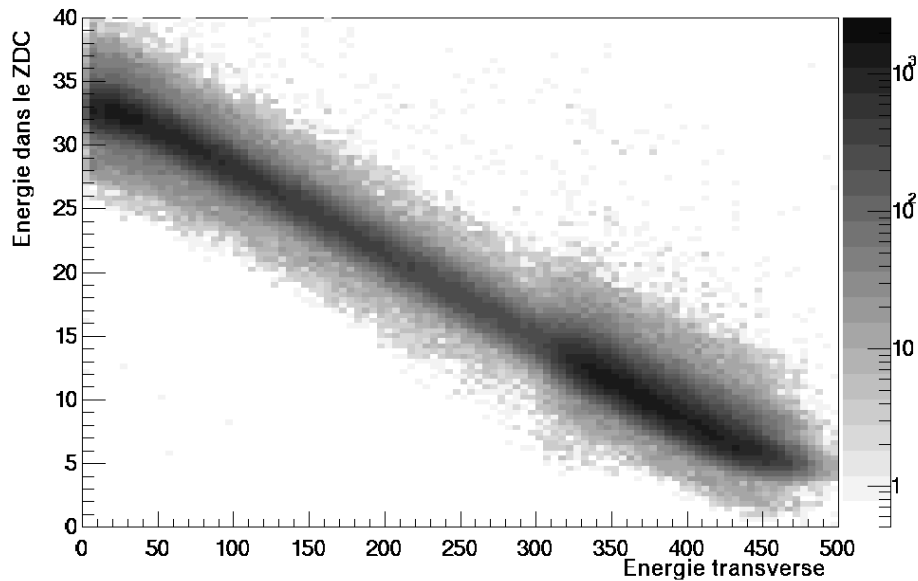


Figure 4.4 centralité : corrélation entre l'énergie mesurée à zéro degré et l'énergie transverse.

4.1.1.4 Bilan de la sélection des événements

L'effet de chacun des critères de sélection est visible dans le tableau 4.1. Il correspond aux coupures réalisées afin de compresser les données. Ces chiffres sont basés sur l'étude d'un run unique. Un grand nombre d'événements sont rejetés car ils ne présentent aucune trace dans les spectromètres. En effet, les données des spectromètres n'ont pas été écrites pour chaque événement car leur lecture est plus lente que celles des autres détecteurs.

<i>Coupure</i>	<i>Nombre d'événements restant après coupure</i>	<i>Fraction du nombre d'événements restant</i>
Aucune	7014	100.00%
Une seule interaction	6518	92.93%
compteur cherenkov en bon fonctionnement	6752	96.26%
Au moins une trace dans un des spectromètres	1302	18.56%
Toutes	1199	17.09%

Table 4.1 Sélection des événements pour la compression

Le tableau 4.4 correspond aux coupures nécessaires à l'analyse physique. Certaines coupures déjà utilisées pour la compression sont affinées c'est en particulier le cas pour le compteur Cherenkov. La seconde coupure sur cette variable ne supprime cependant que très peu d'événements.

<i>Coupure</i>	<i>Nombre d'événements restant après coupure</i>	<i>Fraction du nombre d'événements restant</i>
Aucune	471,223	100.0%

<i>Coupure</i>	<i>Nombre d'événements restant après coupure</i>	<i>Fraction du nombre d'événements restant</i>
Interaction dans la cible	459,004	97.4%
Compteur Cherenkov en bon fonctionnement	468,583	99.4%
Événements centraux	251,428	53.4%
Au moins une trace, bras 1	421,946	89.5%
Toutes, bras 1	240,670	51.1%
TOF bras 2 en bon fonctionnement	413,301	87.7%
Pas d'étincelle, bras 2	353,257	75.0%
Au moins une trace, bras 2	396,671	84.2%
Toutes, bras 2	128,199	27.2%

Table 4.2 Sélection des événements pour l'analyse des données

Pour notre analyse des données de l'automne 1996, nous disposons alors de 240670 événements centraux dans le premier bras et 128199 dans le second.

4.1.2 Reconstruction et identification des traces

Les deux spectromètres des particules chargées fonctionnent de la même manière. Les trajectoires des particules sont reconstruites dans des détecteurs gazeux et leur identification est réalisée dans des détecteurs de temps de vol. Les méthodes de sélection des particules dans les deux bras sont très similaires. Afin d'insister sur les points de convergence et de divergence des deux bras nous allons présenter ensemble les critères de sélection que nous avons utilisés pour les deux spectromètres.

4.1.2.1 Identification

Les détecteurs de temps de vol sont utilisés dans les deux bras de trajectographie pour séparer les pions, des kaons et des protons. Pour identifier les particules, ce temps doit être associé à l'impulsion qui est extraite à partir de la reconstruction des trajectoires. La masse peut être calculée à partir du temps de vol et de l'impulsion des particules. Cette méthode a été employée pour le premier bras. La masse au carré reconstruite est représentée sur la figure 4.5 en fonction de l'impulsion totale des particules. Sur la partie gauche, on constate la présence de trois bandes qui correspondent aux pions, kaons et antiprotons. Les pions et les kaons commencent à être inséparables autour d'une impulsion totale de 3.5 GeV/c. Les antiprotons sont toujours bien séparés des autres types de particules. Sur la partie droite de la figure, la masse au carré dans la zone des pions est représentée. On constate la présence de deux contributions : l'une située dans la zone où la masse au carré est de l'ordre de 200 MeV² qui correspond aux pions, et l'autre lorsque la masse est nulle. Les électrons provenant de la désintégration des π^0 constituent cette seconde contribution. En effet ces pions se désintègrent majoritairement en deux photons dont une fraction (de l'ordre de 10%) se convertit en une paire $e^+ e^-$. Ces particules sont aisément identifiées à partir de la mesure de masse au carré et peuvent ainsi être rejetées.

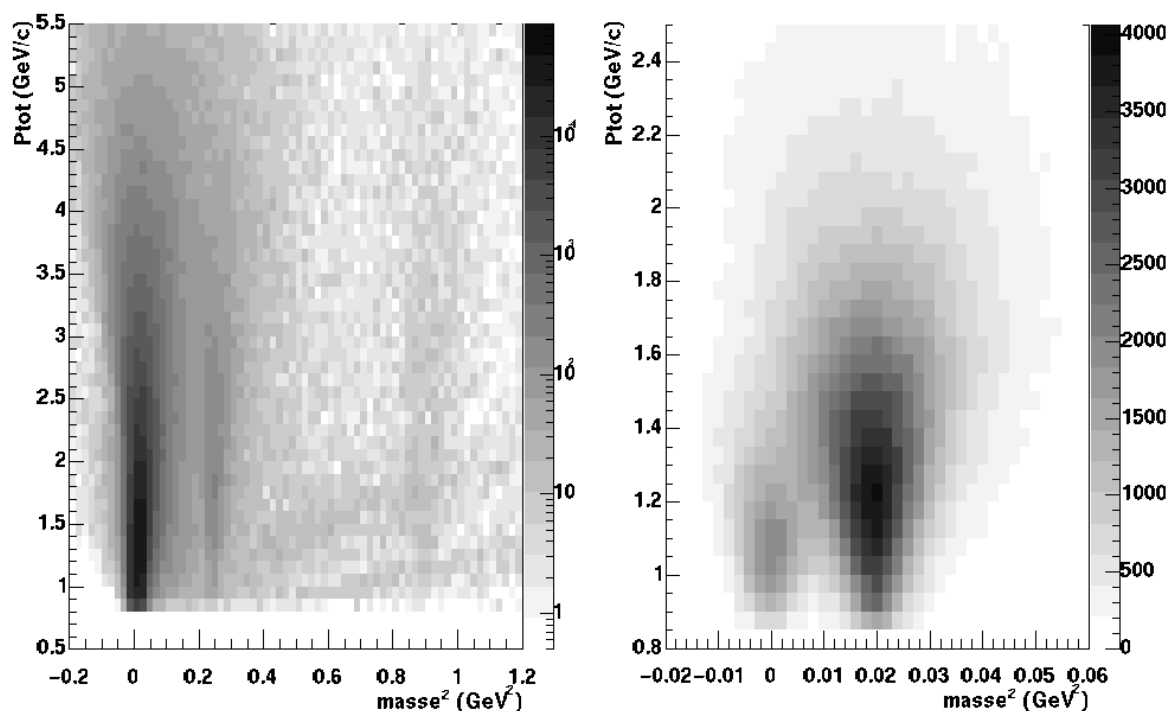


Figure 4.5 Identification bras 1 : masse au carré en fonction de l'impulsion totale. La figure de droite est un agrandissement autour de la masse des pions.

Le temps de vol de chaque particule peut être estimé en connaissant son impulsion et en faisant une hypothèse sur la valeur de sa masse. La formule suivante permet de calculer le temps de vol attendu pour un type donné de particules :

$$t_{\text{attendu}} = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m_0 c}{p}\right)^2}$$

avec L la distance parcourue entre la cible et le détecteur, m_0 la masse supposée de la particule et p son impulsion.

Cette méthode est utilisée pour identifier les particules dans le second bras de trajectographie. Elle est illustrée sur la figure 4.6. Les pions se trouvent autour de la différence de temps égale à zéro. Les kaons et les protons forment les deux bandes qui convergent vers zéro lorsque l'impulsion devient grande. Les kaons sont masqués par les pions à partir d'une impulsion totale de 3 GeV/c, alors que les protons le sont à partir de 8 GeV/c. Les pions sont sélectionnés s'ils sont suffisamment éloignés de la bande des kaons. Nous avons conservé l'ensemble des cas où la différence de temps est négative car aucune autre particule ne devrait contribuer dans cette zone. Les électrons ne peuvent être identifiés car leur impulsion est plus importante que dans le premier bras ce qui rend leur temps de vol très peu différent de celui des pions.

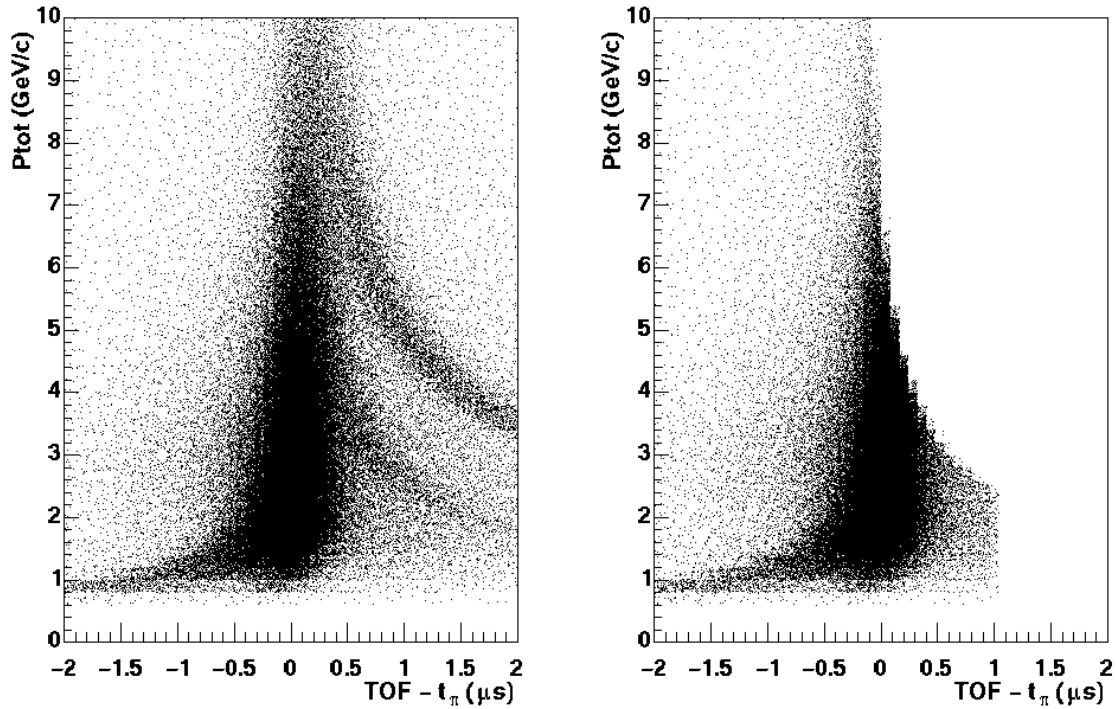


Figure 4.6 Identification des pions dans le second bras : temps de vol mesuré soustrait au temps de vol calculé en supposant la masse du pion. A gauche : toutes les particules. A droite : les pions sélectionnés

4.1.2.2 Reconstruction des trajectoires

4.1.2.2.1 Critères de sélection

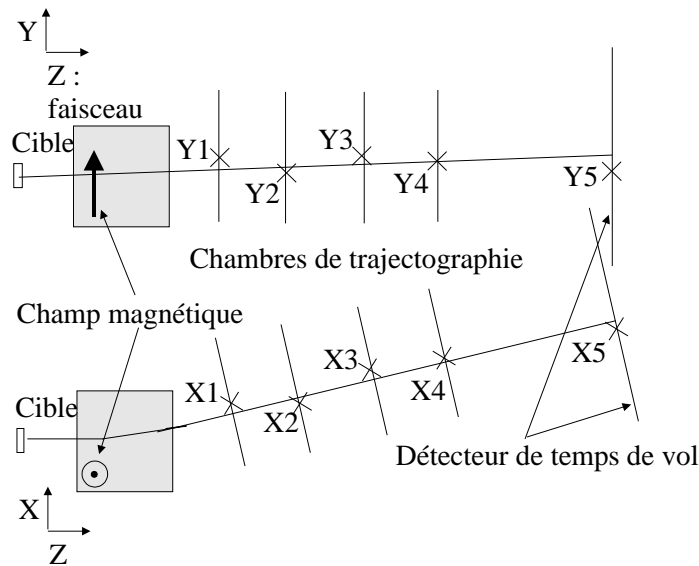


Figure 4.7 Schéma de principe de la reconstruction d'une trace dans le second bras

Les critères de sélection des traces sont identiques entre les deux bras à l'exception de la méthode de réjection des traces "satellites" développée au paragraphe 4.1.2.2.2. Le schéma de principe de la reconstruction d'une trace dans le second bras de trajectographie est

représenté sur la figure 4.7.

Dans le second bras une trace est construite avec au plus quatre points mesurés dans les chambres de trajectographie. Un point dans le détecteur de temps de vol doit lui être associé. La trace est aussi projetée sur la cible afin de contrôler sa provenance. En effet la plupart des traces construites à partir de points créés par des particules différentes ne pointent pas sur la cible. Pour la reconstruction des traces dans le premier bras les mêmes contraintes sont appliquées. La seule différence provient du fait que six points de mesure des trajectoires sont disponibles au lieu de quatre. Dans les deux bras, les critères suivants permettent de sélectionner les traces :

1. Nombre de points utilisés pour construire une trace. Les traces sont sélectionnées lorsqu'elles sont construites avec au moins 4 points dans le premier bras et 3 dans le second. Dans le premier bras, l'efficacité des MSACs est de l'ordre de 60% ce qui implique que la probabilité qu'une trace soit formée d'au moins 4 points est de 54%. Dans le second bras l'efficacité des détecteurs est de l'ordre de 90% ; 95% des traces sont alors construites avec au moins 3 points.
2. Précision de la projection des traces sur la cible. La distance minimale entre la droite reconstruite et le centre de la cible est calculée. Nous avons utilisé la valeur de cette distance évaluée selon l'axe y qui est parallèle au champ magnétique et perpendiculaire au faisceau. Dans cette direction, la largeur de la cible est de 3 cm. Nous avons alors conservé les traces qui pointent à moins de 2 cm du centre de la cible. Il est aussi possible d'obtenir les distances minimales entre la trajectoire et la cible en x (axe du champ magnétique) et z (axe du faisceau). Nous n'avons toutefois pas utilisé ces variables pour sélectionner les traces. En effet, la première est fortement affectée par la déviation des particules par le champ magnétique. La seconde est imprécise car les particules mesurées s'écartent peu du plan (y,z).
3. La qualité des traces est aussi estimée à partir du calcul des χ^2 réduits :

$$\chi_x^2 = \left(\sum_N \left(\frac{xm_i - xp_i}{\sigma x_i} \right)^2 \right) / (N-2) \quad \text{et} \quad \chi_y^2 = \left(\sum_N \left(\frac{ym_i - yp_i}{\sigma y_i} \right)^2 \right) / (N-2)$$

avec N le nombre de points utilisés, (xm_i, ym_i) les positions mesurées dans la chambre i, (xp_i, yp_i) le point d'intersection de la trajectoire avec le plan du détecteur i et $\sigma x_i, \sigma y_i$ les erreurs estimées. Cette estimation prend en compte la résolution des détecteurs et l'erreur introduite par la diffusion coulombienne multiple.

4. Association avec un point mesuré dans le détecteur de temps vol. L'intersection entre une trace reconstruite et le plan du détecteur de temps de vol permet de définir un point d'impact. Il est associé avec le plus proche point mesuré dans ce détecteur. La distance entre ces deux points est utilisée comme critère de validation de l'association.

4.1.2.2.2 Trace "satellite"

Lorsqu'une particule traverse une chambre du premier bras de trajectographie, elle a tendance à créer plusieurs points. Cet effet est imputé soit à la création d'électrons de grande énergie par ionisation du gaz à une certaine distance du point de passage de la particule, soit à une aberration optique. La première explication est peu crédible car ce

phénomène n'a pas été constaté dans les chambres à pads qui fonctionnent sur le même principe que les MSACs. En revanche, les aberrations optiques peuvent expliquer de façon satisfaisante la formation de traces satellites. Elles sont causées par des reflets sur les fenêtres de sortie du détecteur ou sur les miroirs ou bien sur les lentilles d'entrée des cameras CCD, qui entraînent la formation de halos de lumière autour des points de passage des particules dans chaque chambre. Une seule particule peut donc générer plusieurs points proches l'un de l'autre qui peuvent être utilisés pour construire plusieurs traces. Ces traces additionnelles sont très gênantes car elles ont des caractéristiques très proches de leur trace mère. Pour supprimer cet effet, on élimine les traces de moins bonne qualité (selon les critères définis en 4.1.2.2.1) situées à moins de 2 cm d'une trace de meilleure qualité dans chacune des chambres de trajectographie.

4.1.2.2.3 Bilan de la sélection des traces

Le tableau 4.3 résume les coupures que nous avons utilisées ainsi que la fraction de traces qu'elles éliminent. Beaucoup de traces du premier bras sont rejetées. En effet, le programme de reconstruction du premier bras a été conçu pour ne rejeter qu'un minimum de traces afin de laisser plus de flexibilité lors de la sélection après reconstruction. En particulier, plusieurs trajectoires du premier bras peuvent être construites à partir des mêmes points mesurés dans les MSACs ou dans le détecteur de temps de vol. La coupure de proximité qui permet d'éviter les traces satellites rejette un nombre très important de traces.

En revanche, le programme de reconstruction des traces du second bras ne conserve que peu de traces. Lors de notre sélection des traces reconstruites nous sommes alors amenés à rejeter peu de traces car les plus mauvaises ont déjà été éliminées.

Dans notre analyse des traces reconstruites, nous rejetons ainsi moins de la moitié des traces du second bras alors que nous en éliminons plus de 90% dans le premier bras.

<i>Coupures</i>	<i>Nombre de traces après coupure, bras 1</i>	<i>Fraction de trace après coupure, bras 1</i>	<i>Nombre de traces après coupure, bras 2</i>	<i>Fraction de trace après coupure, bras 2</i>
Aucune	14,330,530	100.0%	1,941,068	100.0%
χ^2	12,446,200	86.2%	1,650,148	85.0%
Projection cible	8,684,931	60.7%	1,775,330	91.5%
Trace satellite	1,470,900	10.3%	-	-
Association trace -TOF	13,899,617	97.2%	1,910,715	98.4%
Pion identifié	10,441,050	72.9%	1,433,989	73.8%
Toutes	885,487	6.2%	1,145,885	59.0%

Table 4.3 Sélection des traces dans les deux spectromètres de WA98

Après cette sélection, nous observons 3.7 pions par événement dans le premier bras et 9.5 dans le second. L'acceptance des spectromètres est représentée sur la figure 4.8. Le signe de l'impulsion transverse est donné par la direction de la composante perpendiculaire

à l'axe du faisceau et au champ magnétique. Elle est positive lorsqu'elle pointe en direction du second bras. L'impulsion transverse et la rapidité sont fortement corrélées ce qui complique la construction des spectres dN/dm_T et dN/dY . Dans notre étude, nous nous sommes contentés d'étudier des rapports de distributions qui ne souffrent pas de ce problème.

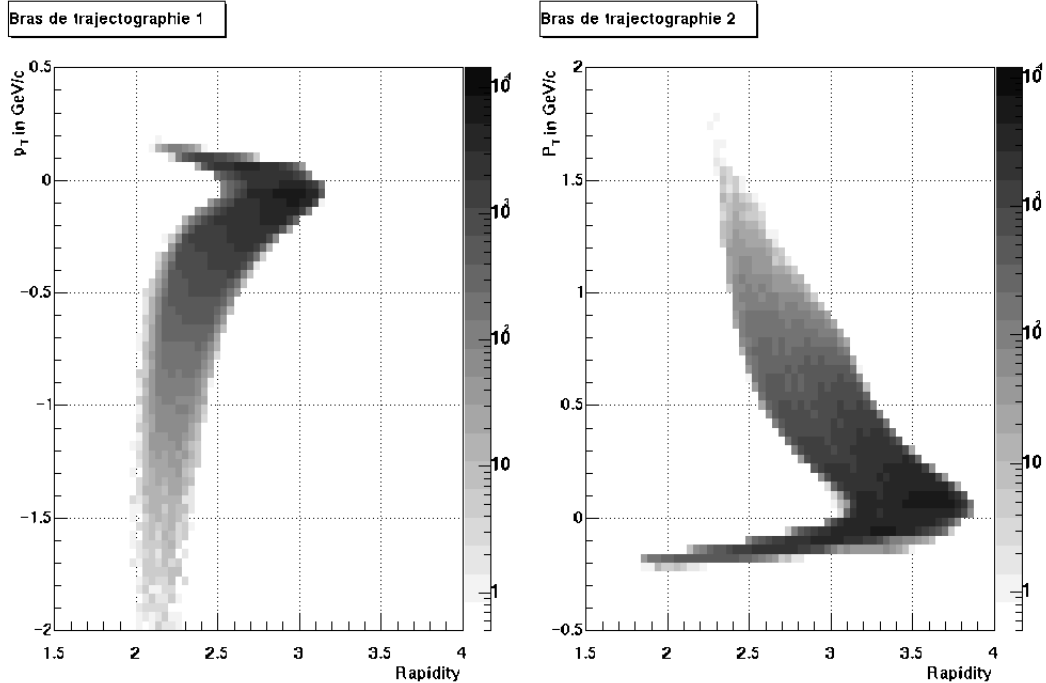


Figure 4.8 Acceptance des pions reconstruits dans les deux bras

4.2 Évaluation de la qualité des mesures

4.2.1 Simulation de la réponse des détecteurs

Pour tirer des conclusions à partir des mesures, les effets de détection doivent être étudiés. Afin de prendre en considération la majorité de ces effets, une simulation détaillée de l'ensemble de l'expérience WA98 a été élaborée. Elle est basée sur le logiciel GEANT [35] qui décrit le déplacement des particules à travers différents matériaux. Il prend en compte les interactions des particules avec le milieu qu'elles traversent ainsi que leur désintégration par interaction faible. Dans la simulation de l'expérience WA98, les phénomènes suivants ont un impact sur les mesures :

- Absorption des particules : des processus de collision atomique (perte d'énergie par ionisation) ou plus rarement nucléaire conduisent à l'absorption des particules.
- Désintégration des résonances : elles concernent les désintégrations de l'ensemble des hadrons à l'exception des protons, des antiprotons et des neutrons. En particulier, il est important de prendre en compte la désintégration des baryons étranges et des K^0_s , ainsi que les désintégrations des kaons et des pions chargés en muons. L'émission de photons de haute énergie à partir des π^0 est un phénomène important car il conduit à la création d'électrons et de positrons.

- Création de paire électron-positron à partir d'un photon et Bremstrahlung des électrons et positrons. Ces deux phénomènes entraînent la création d'électrons et de positrons qui peuvent être identifiés comme des pions. Les π^0 sont la source principale de photons.
- Diffusion coulombienne multiple : elle entraîne des modifications aléatoires des trajectoires des particules et constitue donc une source importante d'erreur dans la reconstruction de l'impulsion. Elle peut aussi poser des problèmes d'association entre les points des traces.

Le logiciel GEANT permet de simuler le transport des particules du point de collision, jusqu'aux détecteurs. Il reste ensuite à simuler leur réponse au passage d'une particule. La résolution en position et l'efficacité de tous les détecteurs sont prises en compte. L'erreur sur la mesure de temps de vol est aussi incluse. Dans le premier bras, une simulation des traces satellites est réalisée.

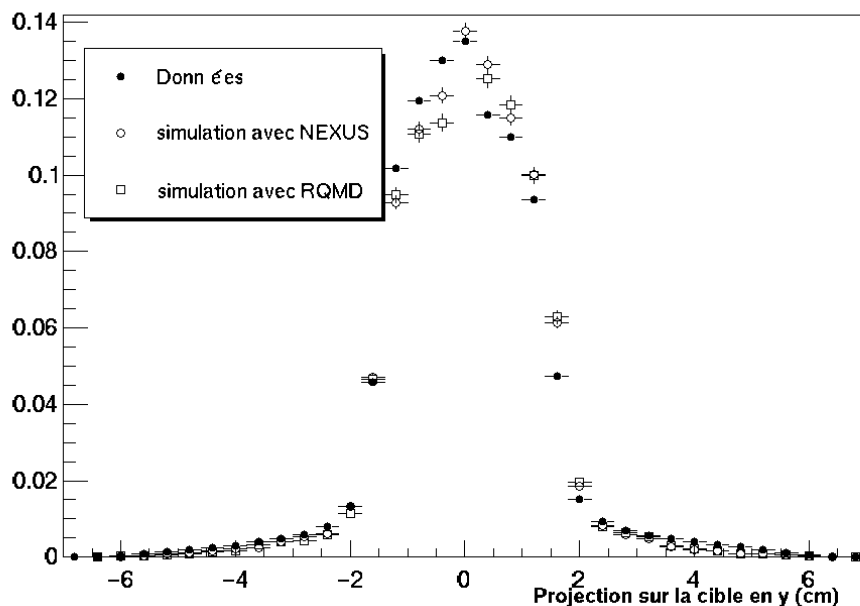


Figure 4.9 Comparaison des données et des simulations : projection sur la cible en y

Une fois tous les phénomènes de transport des particules et de réponse des détecteurs pris en compte, les particules simulées sont reconstruites et identifiées. Les mêmes programmes de reconstruction et d'identification que ceux utilisés pour les données sont employés. Les mêmes critères de sélection sont aussi appliqués. Afin de vérifier l'adéquation des simulations avec les données, nous avons comparé les distributions des différentes variables utilisées pour sélectionner les particules. Les comparaisons réalisées sur les variables du second bras sont représentées sur les figures 4.9, 4.10, 4.11 et 4.12. L'aire de chaque histogramme est normalisée afin de permettre la comparaison de la forme des courbes. La réponse des détecteurs doit être étudiée dans des conditions proches de l'expérience. Il est nécessaire d'utiliser des événements dont les caractéristiques sont compatibles avec les mesures. Nous avons alors utilisé les modèles NEXUS et RQMD en

tant que générateurs d'événements.

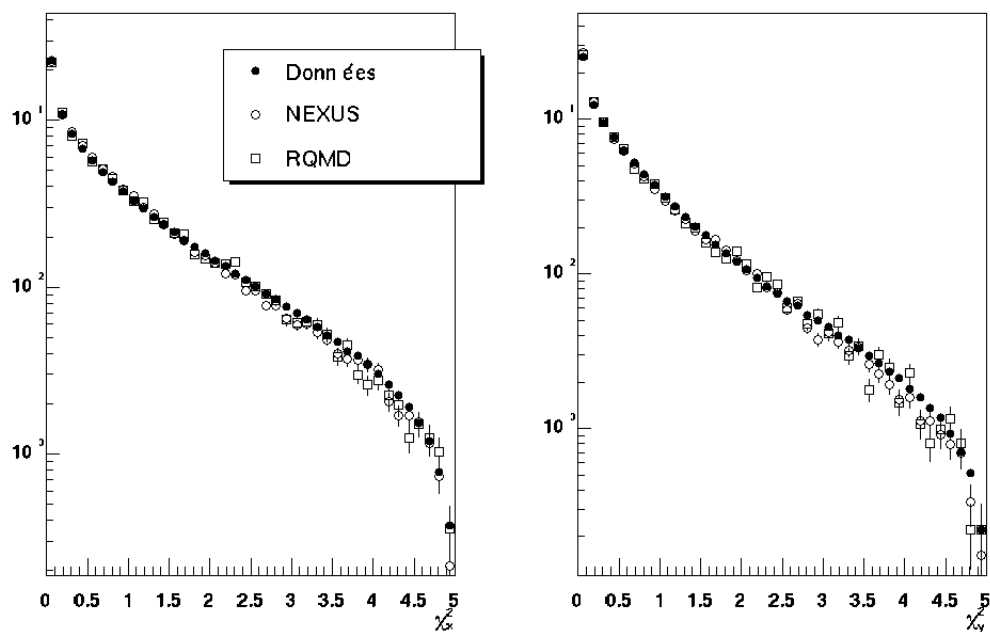


Figure 4.10 Comparaison des données et des simulations : χ^2

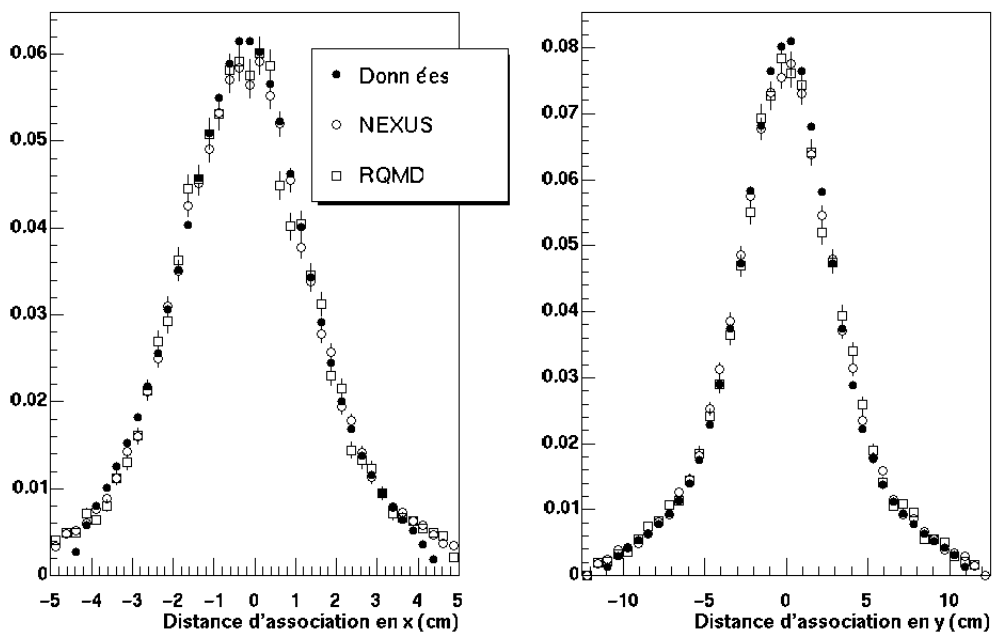


Figure 4.11 Comparaison des données et des simulations : Distance d'association trace-TOF

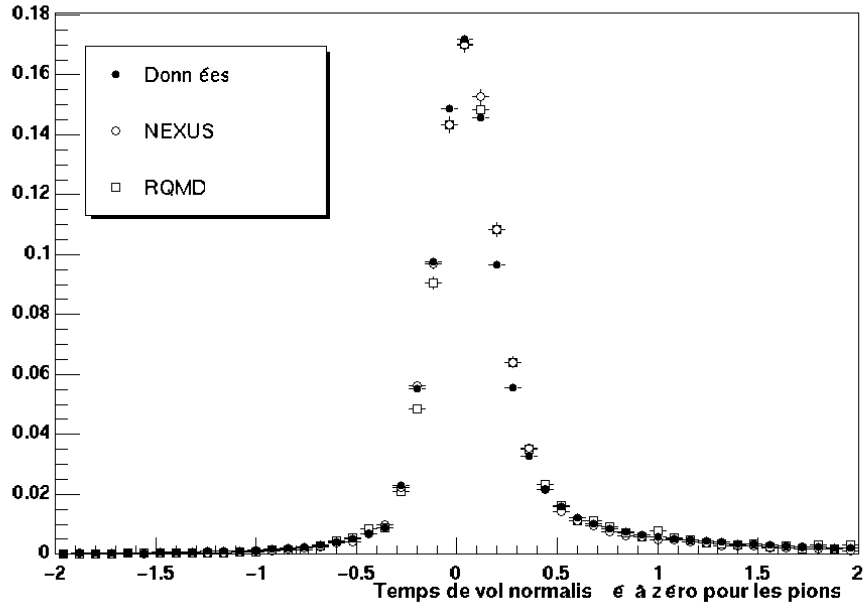


Figure 4.12 Comparaison des données et des simulations : temps de vol

Les résultats des mesures et des simulations sont en bon accord, en particulier en ce qui concerne les χ^2 , le temps de vol et la distance d'association en y. Dans les données, la distance d'association maximum en x est égale à 4.5 cm. Elle est plus importante dans les simulations et elle s'annule progressivement alors que dans les données elle décroît rapidement vers zéro. La projection sur la cible selon Y présente aussi des différences entre les simulations et les données. Cependant, la largeur de la cible est la même dans les deux cas. La sélection sera équivalente.

Ces simulations peuvent être utilisées de deux manières différentes : pour évaluer la qualité des mesures et pour comparer directement les résultats expérimentaux aux prédictions des modèles. Nous allons maintenant étudier la résolution en impulsion des spectromètres puis nous intéresser à la qualité de l'identification.

4.2.2 Résolution en impulsion

La résolution en impulsion est déterminée en comparant la quantité de mouvement initiale à celle qui est reconstruite. L'erreur moyenne effectuée sur la mesure de l'impulsion des pions en fonction de leur impulsion initiale est représentée sur la figure 4.13. Les processus qui induisent cette erreur sur la mesure de l'impulsion sont la diffusion coulombienne multiple, l'erreur dans la reconstruction des positions dans les chambres, la mauvaise association de certains points d'une trace et la désintégration des pions en muons.

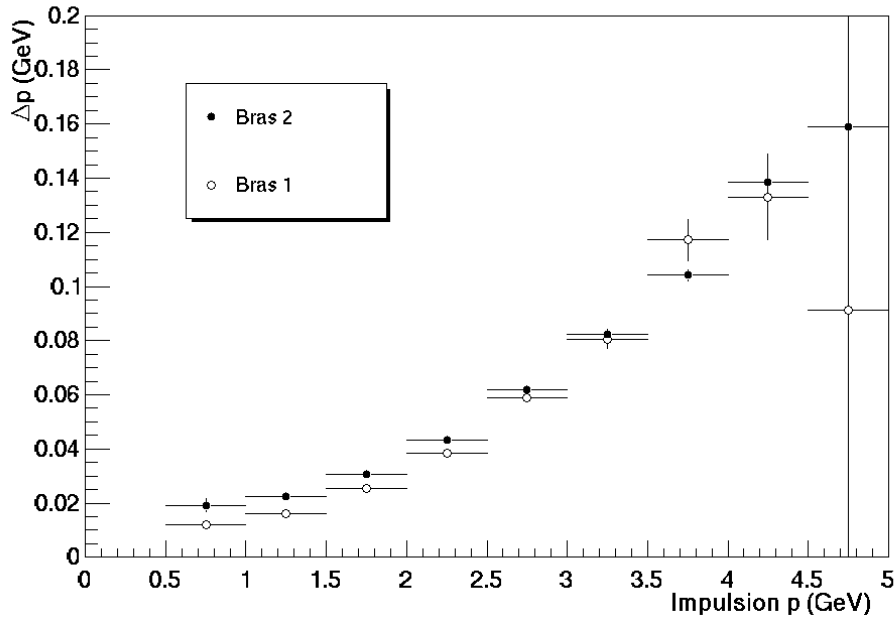


Figure 4.13 Résolution en impulsion

4.2.3

Pureté des pions

Les mesures que nous avons réalisées doivent pouvoir être interprétées en terme de pions primaires, c'est-à-dire de pions issus de la collision. Les particules identifiées comme des pions qui ne proviennent pas de la collision constituent une source de bruit. Elles dégradent les mesures. Principalement, quatre sources de contamination des pions primaires sont présentes : les électrons ou positrons identifiés comme des pions à cause de leur temps de vol similaire, les pions issus de la désintégration des baryons étranges et des K^0 et la désintégration des kaons chargés en pions ou en muons. Les baryons étranges et les K_s^0 parcourent en moyenne quelques dizaines de centimètres avant de se désintégrer. Cependant, cette distance est insuffisante pour qu'ils puissent être efficacement rejetés. Dans le tableau 4.4, nous avons indiqué les contributions relatives des différentes sources de pions. Ces valeurs sont des moyennes entre les valeurs extraites des simulations à partir des deux modèles NEXUS et RQMD. Les pions positifs reconstruits dans le bras 1 et négatifs dans le bras 2 correspondent aux cas où le champ magnétique est inversé par rapport à sa direction habituelle. Les désintégrations des baryons étranges et des K_s^0 constituent deux sources de pions importantes. La différence entre le nombre de π^- et de π^+ issus de baryons étranges sera expliquée au paragraphe 4.4.2. Les électrons et les positrons contribuent à un degré moindre dans le premier bras où ils peuvent souvent être identifiés. Par contre dans le second bras, un peu moins de 10% d'entre eux sont identifiés comme des pions. Les protons (qui apparaissent dans la ligne "Autres") et kaons identifiés comme des pions contaminent aussi les pions à hauteur de 5% dans le second spectromètre.

	π bras 1	π^+ bras 1	π bras 2	π^+ bras 2
Pions primaires	76.0%	81.2%	67.4%	70.7%
e^- , e^+	3.7%	4.0%	8.9%	9.3%
Baryons (anti-) étranges	10.8%	4.1%	10.9%	4.8%
K_s^0	8.4%	9.4%	8.6%	9.5%
K^+ , K^-	0.5%	1.0%	2.2%	3.6%
Autres	0.6%	0.3%	2.0%	2.1%

Table 4.4 Contribution des différentes sources de particules identifiées comme des pions

A l'aide des simulations que nous venons de présenter nous pouvons estimer la qualité des mesures que nous avons réalisées. Nous allons détailler dans les paragraphes 4.3 et 4.4, les mesures que nous avons effectuées.

4.3 Fonctions de corrélation

4.3.1 Les fonctions de corrélation dans WA98

La relativement grande acceptance des bras de trajectographie de WA98 laissait presager qu'il serait possible d'étudier des fonctions de corrélation de particules non-identiques. Nous avons indiqué au paragraphe 2.2.2 que les particules sont corrélées lorsqu'elles restent à proximité l'une de l'autre pendant un temps suffisamment long pour interagir de manière significative. Il est nécessaire que leurs vitesses soient proches l'une de l'autre. Or, les spectromètres de WA98 sélectionnent des particules d'impulsion proche mais pas nécessairement de vitesse proche. Dans un même bras, il est impossible de mesurer les paires π -K et π -proton avec une vitesse relative suffisamment petite. Les seules paires dont la corrélation pourrait être étudiée sont les couples π^+ - π^- , K^+ - K^- , π -proton. Le nombre d'événements disponible n'est pas suffisant pour étudier les deux dernières paires. Nous allons présenter dans le paragraphe suivant notre étude du couple π^+ - π^- .

Les fonctions de corrélation des pions identiques peuvent aussi être construites. Les résultats obtenus dans le premier bras de trajectographie sont exposés en [36]. Ces fonctions de corrélation sont sensibles à la distance relative entre les pions au moment de leur création. La fonction de corrélation des pions identiques est dominée par deux effets : la statistique quantique et l'interaction coulombienne. Dans le cadre de notre étude nous allons nous limiter à l'étude du couple π^+ - π^- qui est principalement sensible à l'interaction coulombienne.

4.3.2 La fonction de corrélation π^+ - π^-

La construction de la fonction de corrélation π^+ - π^- nécessite de combiner des pions mesurés dans chacun des deux bras. La fonction de corrélation extraite de notre analyse est représentée sur la figure 4.14. Elle présente une augmentation à faible impulsion relative due essentiellement à l'attraction coulombienne entre les pions. La hauteur atteinte par la fonction de corrélation à faible Q invariant dépend de la taille de la source mais aussi de la fraction de paires de pions primaires utilisées pour la construire. Pour comparer les données

aux prédictions des modèles, il est nécessaire d'évaluer cette fraction ainsi que la résolution en Q invariant.

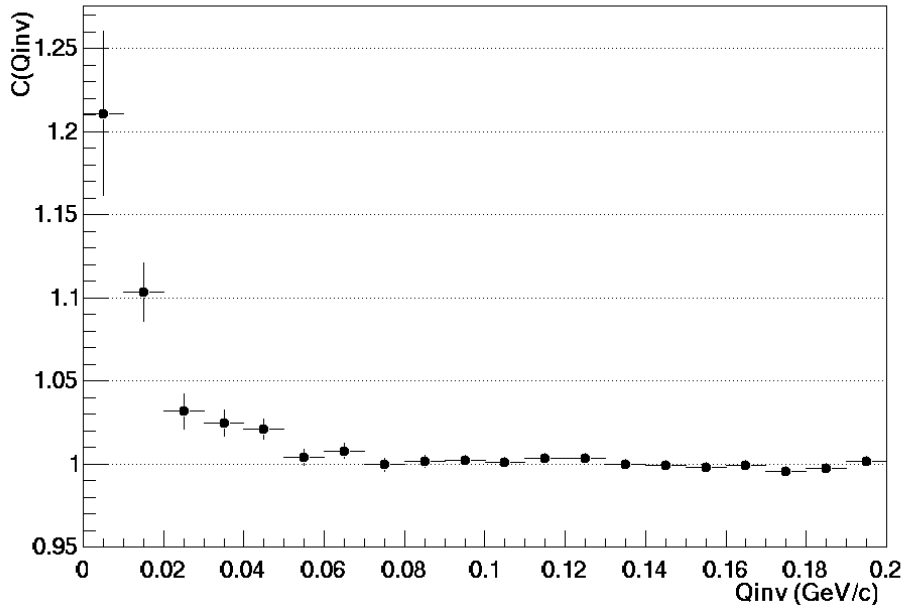


Figure 4.14 Fonction de corrélation $\pi^+-\pi^-$.

4.3.3 Influence du système de détection sur les fonctions de corrélation

Dans le chapitre suivant nous allons comparer la fonction de corrélation mesurée à celle calculées à partir des modèles. Pour effectuer cette comparaison il est nécessaire de considérer les phénomènes de détection qui affectent la fonction de corrélation. Il existe principalement deux phénomènes qui modifient la fonction de corrélation : la résolution en impulsion et la contamination des pions primaires.

La résolution en impulsion introduit une incertitude sur la mesure de l'impulsion relative. La fonction de corrélation mesurée est une convolution de la fonction de corrélation réelle et d'une gaussienne dont la largeur est l'erreur moyenne sur Q invariant. La résolution en impulsion relative est estimée à l'aide des simulations. Elle est représentée sur la figure 4.15. L'erreur moyenne est interpolée pour $0 < Q_{inv} < 100$ MeV par une droite d'équation : $\Delta Q_{inv} = 3.55 \text{ MeV} + 0.0175 Q_{inv} (\text{MeV})$.

Respectivement 75.1% et 70.7% des particules identifiées comme des pions dans le bras 1 et le bras 2, sont effectivement des particules de ce type issues de la collision. La fraction de paires $\pi^+-\pi^+$ construites avec des pions primaires est alors égale à 53.0%. La figure 4.16 démontre que cette fraction est dépendante de Q invariant. Toutes les paires construites avec au moins un pion non issu de la collision ne sont pas corrélées. Elles réduisent l'amplitude de la corrélation de manière importante.

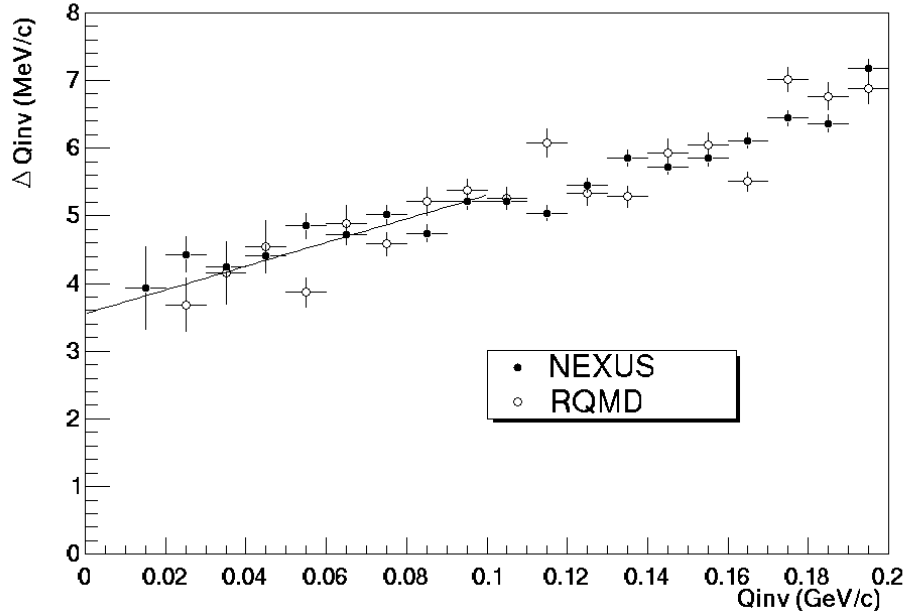


Figure 4.15 Résolution en Q invariant pour le couple $\pi^+\pi^-$.

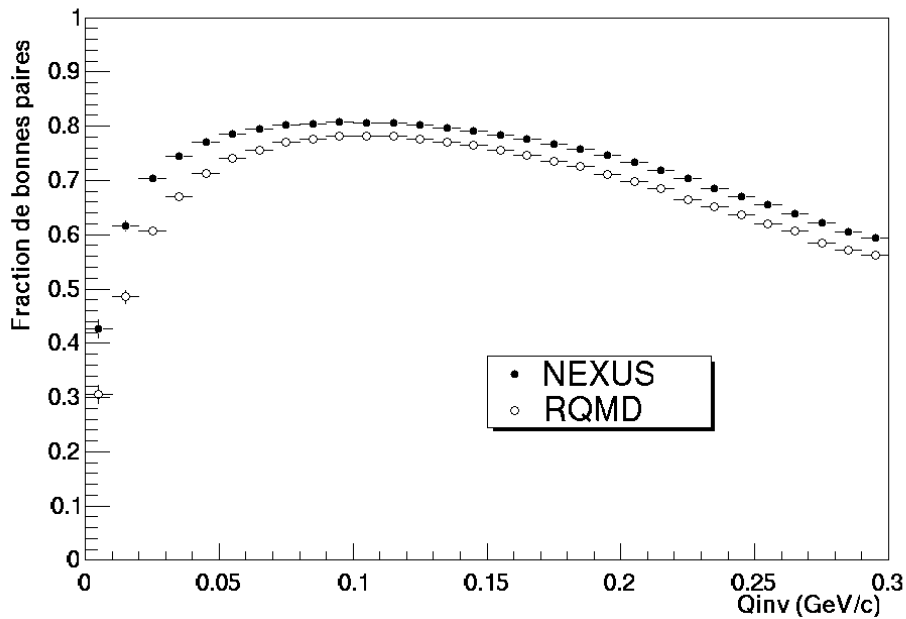


Figure 4.16 Fraction de paires $\pi^+\pi^-$ construites avec des pions primaires en fonction de Q invariant

Sur la figure 4.17, nous avons corrigé la fonction de corrélation expérimentale en prenant en compte la fraction de paires de pions primaires. Les barres d'erreurs ne comprennent que les erreurs statistiques. Les erreurs systématiques correspondent à l'aire grisée. La borne inférieure de ces erreurs est obtenue à partir de NEXUS et la borne supérieure à partir de RQMD.

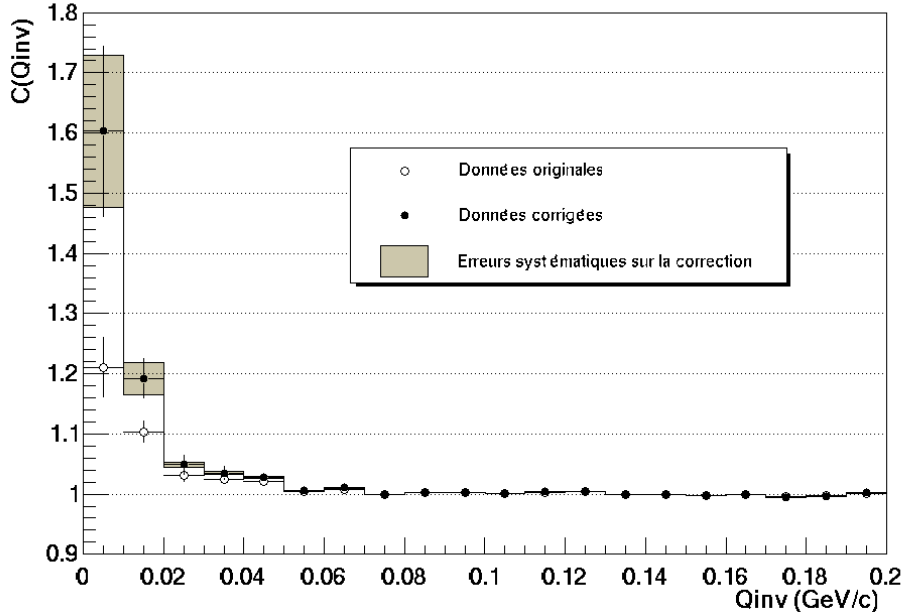


Figure 4.17 fonction de corrélation $\pi^- \pi^+$ corrigée.

4.4 R

apport des distributions en masse transverse π^- sur π^+

4.4.1 Mesures

Les distributions en masse transverse des π^- sont construites dans le bras 1 alors que celles des π^+ le sont dans le bras 2. Toutefois, il serait difficile de tirer des conclusions en effectuant le rapport de ces deux distributions. En effet, elles ne couvrent pas le même domaine de rapidité et elles ne sont pas affectées par les mêmes effets de détection. Pour construire les rapports des masses transverse, nous avons utilisé des données où le champ magnétique est inversé. Les π^+ peuvent ainsi être mesurés dans le premier bras et les π^- dans le second bras. Il est alors possible de construire pour chaque spectromètre les distributions en masse transverse des pions négatifs et positifs. Deux rapports peuvent être extraits. Ils constituent deux mesures indépendantes.

Il est cependant nécessaire de s'assurer que les conditions expérimentales ne se sont pas modifiées au cours du temps. En effet, la prise de données des événements en champ inversé correspond à une durée de trois jours. Le reste des données a été collecté sur plusieurs semaines. Il est nécessaire de vérifier la stabilité de la distribution en masse transverse au cours du temps. Nous avons alors segmenté cette distribution en trois parties : $0 < m_T < 0.1$ GeV, $0.1 < m_T < 0.3$ GeV, et $m_T > 0.3$ GeV. Nous avons alors étudié la variation de la fraction du nombre de pions reconstruits dans chaque domaine de masse transverse en fonction du numéro de run. Nous avons pu établir que ces fractions sont stables dans une limite de 5%.

Après avoir vérifié la stabilité des distributions en masse transverse, nous avons construit les rapports dans chacun des spectromètres. Ils sont normalisés à un pour des masses transverse supérieures à 300 MeV. Les résultats que nous avons obtenus sont

représentés sur la figure 4.18. Les courbes obtenues sont compatibles l'une avec l'autre. Toutefois, le rapport extrait avec le premier bras croît jusqu'à 1.23 contre 1.18 pour le second bras. Dans les deux cas, les courbes commencent à s'écarter de un pour des masses transverses inférieures à 250 MeV.

Il est important de noter que la principale source d'erreur statistique provient de la région où les distributions sont normalisées. En effet nous disposons de beaucoup moins de statistique pour les masses transverses supérieures à 300 MeV. Sur la figure 4.18, nous avons ajouté quadratiquement l'erreur de normalisation à tous les points de masse transverse inférieure à 300 MeV.

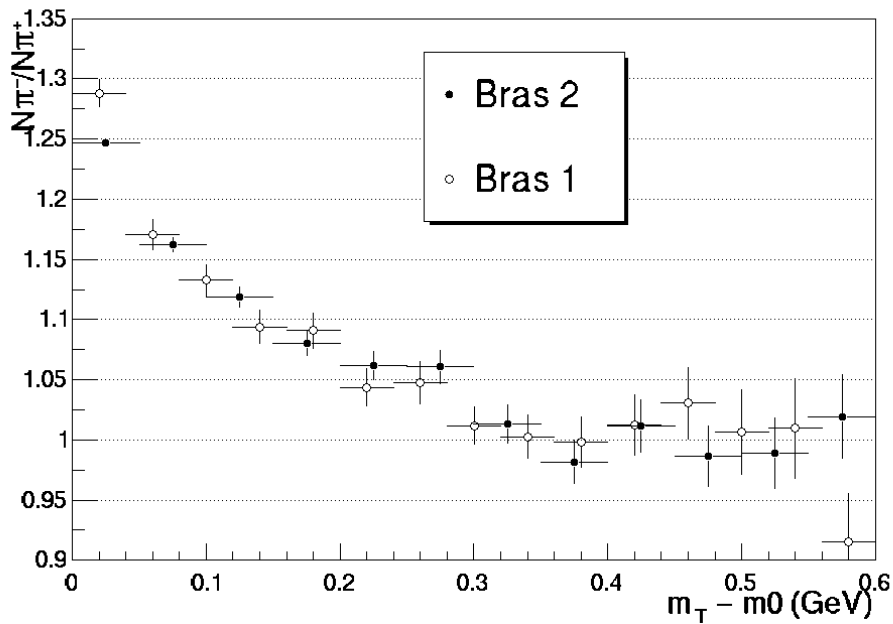


Figure 4.18 Rapports π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse mesurés dans les deux spectromètres de WA98.

4.4.2 Effet de la méthode de détection

Au chapitre suivant nous allons interpréter les données en terme de processus d'émission des pions primaires soumis à l'interaction coulombienne. Avant cela, il est nécessaire de considérer les phénomènes qui pourraient affecter le rapport du nombre de π^- sur π^+ . Nous avons identifié deux types de contribution : la première tend à réduire le rapport alors que la seconde l'augmente.

La résolution en impulsion des spectromètres se traduit par une erreur sur la mesure de la masse transverse. La résolution sur la masse transverse est estimée à partir des simulations. Elle suit la relation :

- $\Delta m_T = 5 \text{ MeV} + 0.05 m_T$ dans le premier bras
- $\Delta m_T = 4 \text{ MeV} + 0.07 m_T$ dans le second bras.

La résolution en impulsion atténue les variations du rapport en fonction de la masse transverse. En particulier, elle limite la hauteur qu'il peut atteindre. Les électrons ou positrons mal identifiés et les pions émis par les K^0_s réduisent aussi le rapport. En effet ils

contribuent à part égale aux nombres de pions positifs et négatifs.

Dans les collisions d'ions lourds au SPS, le potentiel chimique baryonique est non nul au niveau de la rapidité du centre de masse. Il favorise alors la production de baryons par rapport aux anti-baryons. Beaucoup plus de baryons étranges que d'anti-étranges sont produits. Les désintégrations qui entraînent la production de pions sont résumées sur le tableau 4.5. Nous y avons aussi inclus les Σ^0 , Ξ^0 , $\Sigma^{\bar{0}}$, $\Xi^{\bar{0}}$ qui entraînent la production d'un pion à travers la désintégration des lambdas qu'ils produisent.

<i>Source de π^-</i>	<i>Source de π^+</i>	<i>Rapport d'embranchement</i>	<i>Impulsion en excès</i>	<i>$c\tau$</i>
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$	63.90%	101 MeV/c	7.89 cm
$\Sigma^{\bar{+}} \rightarrow \bar{n} + \pi^-$	$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	48.31%	185 MeV/c	2.40 cm
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	$\Sigma^{\bar{-}} \rightarrow \bar{n} + \pi^+$	99.85%	193 MeV/c	4.43 cm
$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	$\Xi^{\bar{-}} \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+$	99.90%	139 MeV/c	4.91 cm
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	$\Sigma^{\bar{0}} \rightarrow \bar{\Lambda} + \gamma$	100.00%	-	$2.2 \cdot 10^{-9}$ cm
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$	$\Xi^{\bar{0}} \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^0$	99.54%	-	8.71 cm

Table 4.5 Désintégration des baryons étranges en π^+ et π^- .

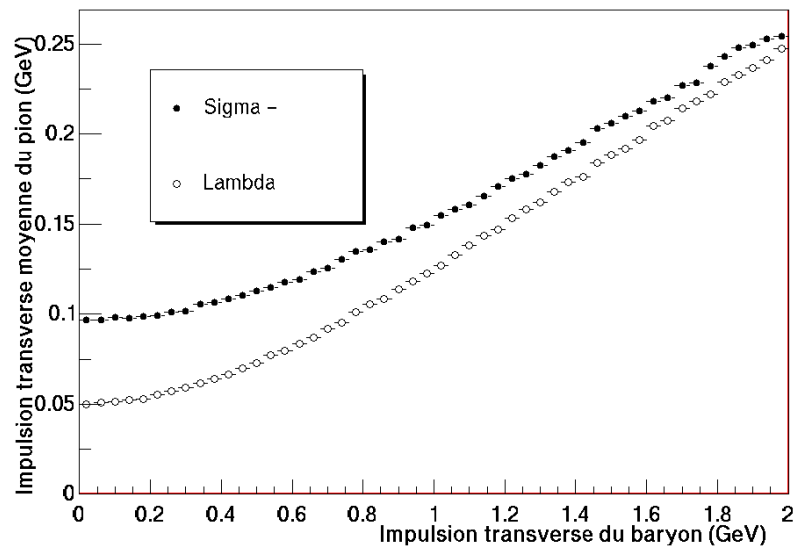


Figure 4.19 Impulsion transverse moyenne des pions émis lors de la désintégration de lambda et de sigma dont l'impulsion longitudinale est nulle

Dans le tableau 4.5, nous avons aussi précisé l'impulsion que les particules émises gagnent à cause de l'excès de masse. Sur la figure 4.19, nous avons représenté l'impulsion transverse moyenne des pions produits lors de la désintégration d'un Λ et d'un Σ^- ayant une impulsion longitudinale nulle. L'impulsion que les pions emportent est faible car leur masse est petite comparée à celles des autres particules avec lesquelles ils sont émis.

La désintégration des baryons étranges et anti-étranges va donc conduire à la production d'un excès de π^- par rapport aux π^+ à faible masse transverse. Afin d'estimer cette contribution nous avons utilisé les simulations de détecteur effectuées à partir des modèles RQMD et NEXUS. Les rapports que nous avons obtenus sont représentés sur la figure 4.20.

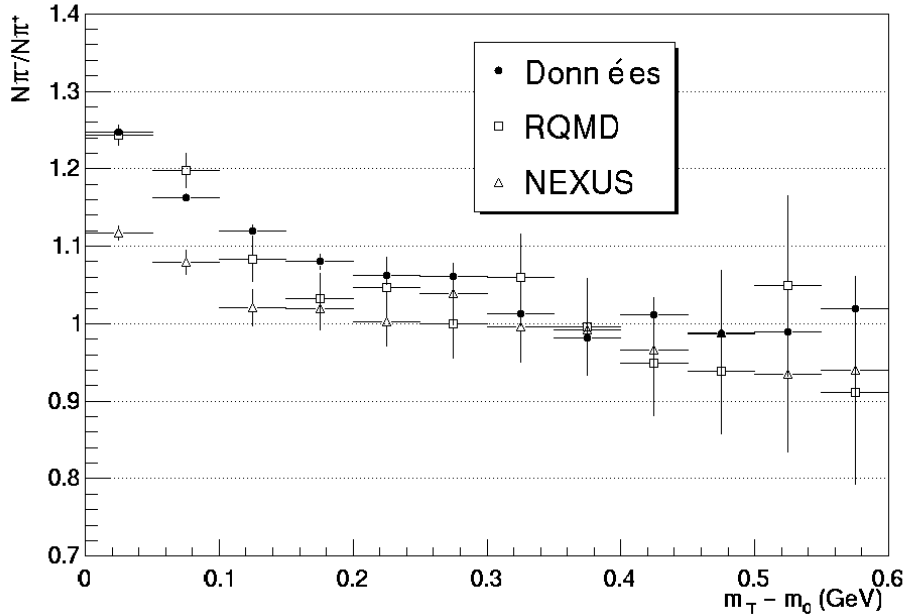


Figure 4.20 Comparaison entre le rapport π^- sur π^+ mesuré dans le second bras de trajectographie avec les prédictions des modèles. Ces prédictions n'incluent aucun effet coulombien.

Le modèle RQMD surestime les données alors que NEXUS les sous-estime. La différence entre ces deux modèles provient principalement de leur taux de production de baryons étranges. Nous avons représenté sur la figure 4.21 pour RQMD et 4.22 pour NEXUS, les contributions relatives des différentes sources de pions non primaires. Nous les avons classées en deux catégories :

- le fond constitué par toutes les sources qui contribuent de manière égale au nombre de pions positifs et négatifs.
- les désintégrations de (anti-)baryons étranges qui modifient la forme du rapport.

Les prédictions des modèles sont similaires en ce qui concerne le fond. Les différences proviennent principalement d'un plus fort taux de production des K_s^0 dans RQMD. En revanche leurs prédictions du nombre de pions issus de baryons étranges diffèrent par un facteur 1.5. Cette différence explique pourquoi les deux modèles prédisent des rapports π^- sur π^+ différents.

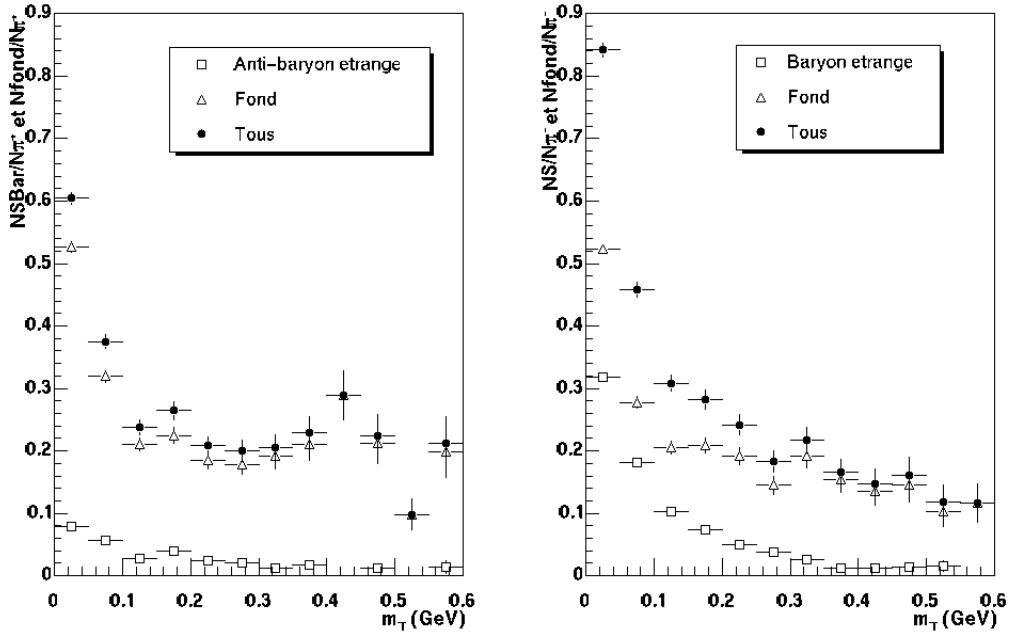


Figure 4.21 Contamination des pions primaires dans le modèle RQMD. Le fond est principalement dû aux désintégrations de K^0_s et aux e/e^+ issus de π^0 .

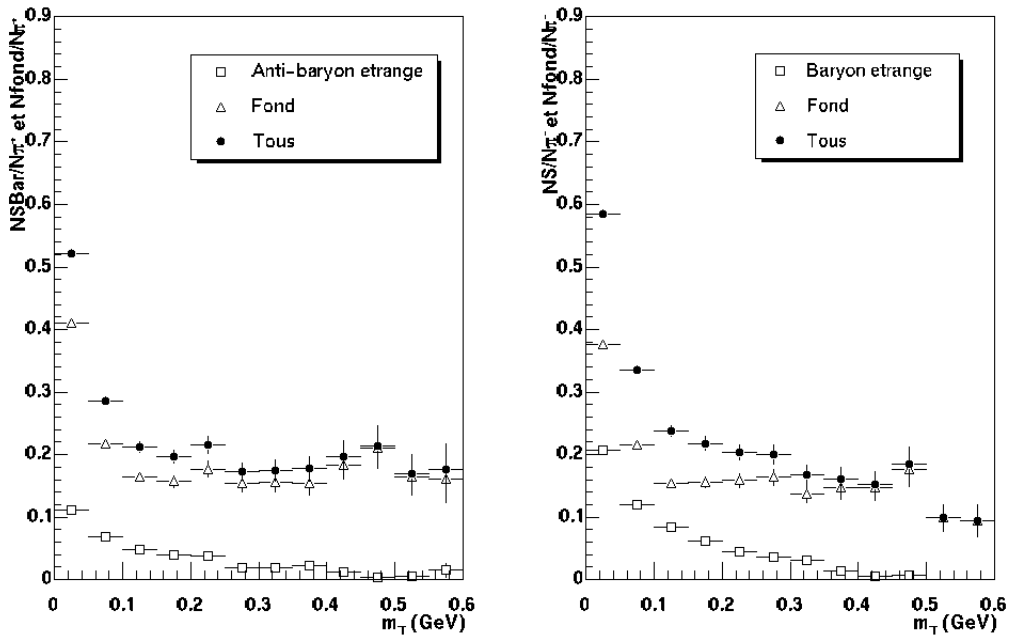


Figure 4.22 Contamination des pions primaires dans le modèle NEXUS

Pour tenter de valider les prédictions d'un modèle par rapport à l'autre nous avons utilisé les mesures de taux de production effectuées par les collaborations NA49[37] et WA97[15]. Les comparaisons entre les prédictions des modèles et ces données sont représentées sur la figure 4.23. L'incertitude sur les mesures est importante. La valeur obtenue par l'expérience WA97 est à priori la plus sûre. Les mesures effectuées par le détecteur VT2 de l'expérience NA49 sont considérées comme suspectes par leur auteur. Compte-tenu des incertitudes

dans les mesures il est difficile de décider quel modèle se compare le mieux aux données. Dans ces conditions nous devons considérer leurs prédictions comme potentiellement valides. De plus, pour réellement contraindre les modèles il serait nécessaire de mesurer le taux de production des Σ^+ . En effet, la source principale de π^+ issus de (anti-)baryons étranges n'est pas la désintégration de $\bar{\Lambda}$ mais de Σ^+ . Cependant cette particule n'est étudiée dans aucune des expériences auprès du SPS car elle émet un neutron.

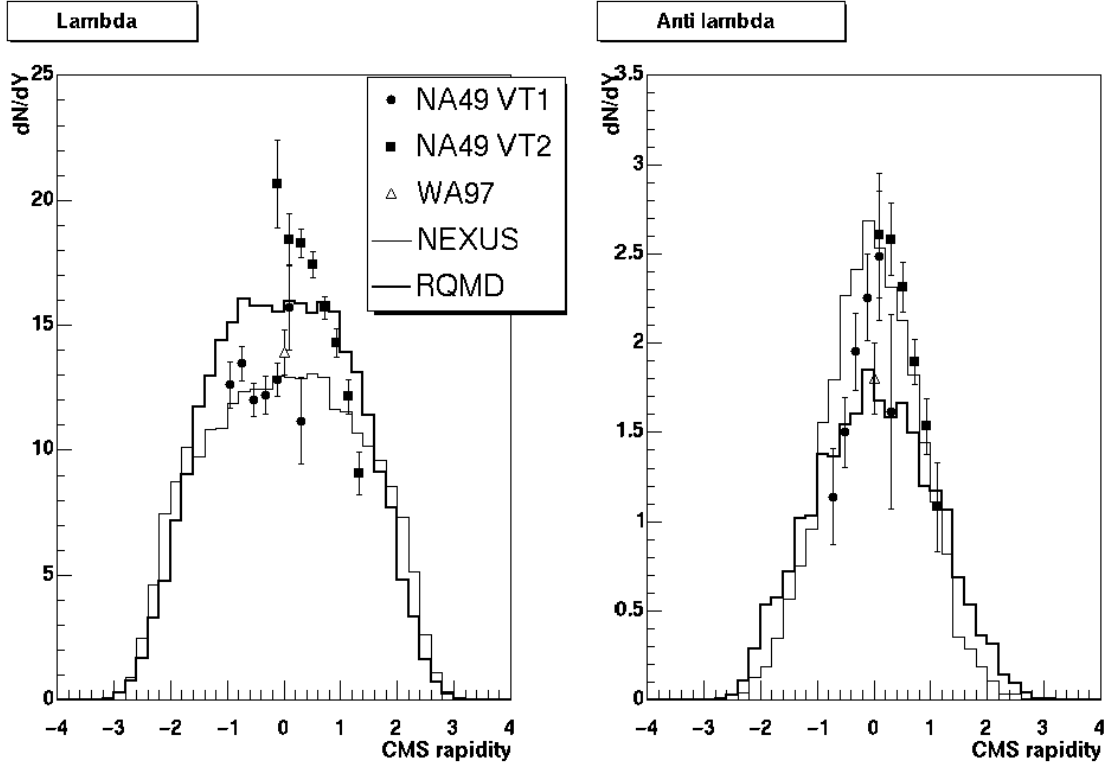


Figure 4.23 Distribution en rapidité des lambdas et anti-lambdas

L'extraction de la contribution de l'interaction coulombienne dans le rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse est compromise par le fait que le rôle des désintégrations des baryons étranges ne peut être estimé avec précision. Cependant, nous pouvons extraire une limite supérieure de l'influence de l'interaction coulombienne sur le rapport. Il est nécessaire de supprimer la contribution des pions secondaires du rapport π^- sur π^+ expérimental. Pour effectuer cette correction, nous pouvons définir que :

$$R = \frac{N_{\pi^- \text{ primaire}} + N_{\text{fond } \pi^-}}{N_{\pi^+ \text{ primaire}} + N_{\text{fond } \pi^+}} = \frac{C_- N_{\pi^- \text{ primaire sans coulomb}} + N_{\text{fond } \pi^-}}{C_+ N_{\pi^+ \text{ primaire sans coulomb}} + N_{\text{fond } \pi^+}} = \frac{C_- N_- + N_{F_-}}{C_+ N_+ + N_{F_+}}$$

R est le rapport π^-/π^+ mesuré dans un intervalle de m_T donné. N_{F_-} et N_{F_+} correspondent au nombre de particules identifiées comme des pions mais qui ne sont pas des pions primaires. Les coefficients C_- et C_+ sont les changements de population des pions dans un intervalle de masse transverse introduits par l'interaction coulombienne. Par construction nous posons que dans chaque intervalle de m_T : $N_-/N_+ = 1$

Pour obtenir une estimation de l'effet de l'interaction coulombienne nous devons supprimer une des deux variables C_- et C_+ . Nous posons alors que :

$$C_- = \frac{1}{C_+} = \frac{1}{C}$$

Cette approximation n'est justifiée que si l'interaction coulombienne agit de manière symétrique sur les π^- et les π^+ . Ce n'est vrai que lorsque l'interaction coulombienne ne modifie pas de manière importante les trajectoires des particules. Le calcul classique de l'interaction coulombienne que nous détaillerons dans le chapitre suivant montre que cette hypothèse est valide. En effet, la figure 5.4 montre que les changements d'impulsion induits sur les π^- et les π^+ par l'interaction coulombienne diffèrent par moins de 10%.

Lorsque le rapport n'est construit qu'avec des pions primaires $R=C^2$. Lorsque ce n'est pas le cas :

$$R = \frac{C N_- + N_{F-}}{N_+ / C + N_{F+}} \quad \text{d'où l'équation du second degré suivante peut être extraite :}$$

$$C^2 + C \left(\frac{N_{F-}}{N_-} - R \frac{N_{F+}}{N_+} \right) - R = 0$$

Dans chaque intervalle de m_T , le rapport corrigé correspond alors à la solution positive élevée au carré (C^2). La normalisation du rapport pour les masses transverses supérieures à 300 MeV, impose de considérer comme nul l'impact de l'interaction coulombienne dans cette zone.

Dans notre étude nous considérons que le rapport n'est affecté que par la désintégration des baryons étranges et par l'interaction coulombienne. D'autres phénomènes ont été proposés comme par exemple l'hadronisation d'un plasma de quarks et de gluons [38]. Notre méthode de correction peut ne pas être adaptée à leur étude car elle repose sur la supposition que les spectres des pions positifs et négatifs sont modifiés de la même manière.

Sur la figure 4.24, nous avons représenté le rapport corrigé à partir des prédictions de NEXUS en ce qui concerne la contribution des hyperons étranges. Le rapport ainsi obtenu correspond à la contribution maximale que l'interaction coulombienne peut avoir sur le rapport. L'impact de la désintégration des (anti-)baryons étranges sur le rapport est en effet nettement plus faible dans NEXUS que dans RQMD ce qui nécessite une contribution de l'interaction coulombienne plus importante. Par ailleurs, le rapport obtenu avec RQMD montre que la désintégration des baryons étranges pourrait expliquer à elle seule l'excès de π^- sur π^+ au faible masse transverse. Dans ces conditions, l'impact de l'interaction coulombienne sur le rapport peut être délimité sur une zone (dite permise) comprise entre le rapport corrigé à partir des prédictions de NEXUS et une contribution nulle qui correspond à un rapport égal à un quelque soit m_T .

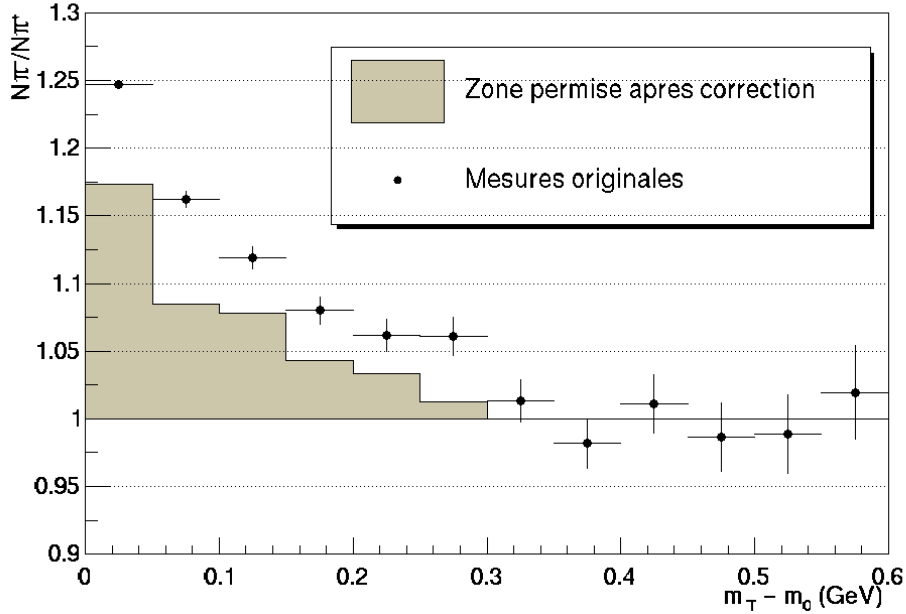


Figure 4.24 Zone permise pour l'interaction coulombienne après correction de la contribution des hypérons étranges.

4.5 Conclusions

A l'aide des spectromètres de l'expérience WA98, nous avons effectué des mesures qui sont reliées à la distribution des positions d'émission des pions. Les simulations des détecteurs nous ont permis de prendre en compte l'impact du système de détection sur ces mesures. Dans le chapitre suivant, nous allons comparer les résultats expérimentaux aux prédictions des modèles en prenant en compte les effets de détection. Nous allons tenter de tirer des conclusions sur les processus d'émission des pions.

La fonction de corrélation $\pi-\pi^+$ que nous avons extraite de l'étude de nos données est en accord avec les mesures effectuées par la collaboration NA49. Une analyse quantitative de cette fonction de corrélation nécessite la connaissance précise de la fraction de paires construites avec des pions primaires. Les erreurs systématiques sur cette estimation sont importantes dans notre analyse. Nous allons alors nous contenter d'étudier la fonction de corrélation $\pi-\pi^+$ de façon qualitative en la comparant aux prédictions de modèles.

Nous pouvons tirer une conclusion qualitative sur l'étude du rapport π sur π^+ en fonction de la masse transverse. Nous avons montré que la désintégration des baryons étranges était responsable pour une large part de l'excès du nombre de π par rapport au nombre de π^+ . L'impact de l'interaction coulombienne sur ce rapport est donc faible. Cette conclusion est en contradiction avec les résultats publiés par la collaboration NA44 [39] et les nombreuses interprétations qui en ont été données (par exemple [40]).

Expérimentalement, il est possible de supprimer la majeure partie de la contribution des (anti-)baryons étranges. En effet, ils se désintègrent à une certaine distance du point de collision. A l'aide d'un détecteur capable d'identifier les particules dont l'origine ne se situe pas au point de collision, il est possible de supprimer les particules issues de désintégration

de résonances. Les spectromètres de l'expérience WA98 n'avaient pas cette capacité. En revanche, l'expérience NA49 devrait pouvoir réaliser une telle mesure.

L'étude des rapports K^- sur K^+ devrait aussi permettre d'étudier l'influence de l'interaction coulombienne. En effet, ces particules sont très rarement issues de désintégration de résonances. Le rapport sera alors dominé par l'interaction coulombienne. Cependant, la plus grande masse de kaons les rend moins sensible à cette interaction.

5 Étude des processus d'émission des pions

Dans ce chapitre nous allons utiliser les résultats des mesures que nous avons obtenues pour étudier les sources d'émission des pions. Cette étude est basée sur l'utilisation des modèles NEXUS et RQMD présentés dans le chapitre 2. Dans un premier temps, nous motiverons notre étude en précisant l'influence de l'interaction coulombienne sur les pions créés dans les deux modèles. Nous comparerons ensuite leurs prédictions aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

5.1 Pions et interaction coulombienne dans les modèles NEXUS et RQMD

Avant d'étudier le comportement des pions vis-à-vis de l'interaction coulombienne, nous allons détailler les différentes sources de pions afin de comprendre l'évolution temporelle de l'émission des pions dans les modèles.

5.1.1 Les sources de pions

Dans ce paragraphe nous allons préciser la contribution des différentes sources de pions que nous avons présentées dans le paragraphe 2.2.2. Nous les avons schématiquement classées en quatre catégories : les collisions entre hadrons, les désintégrations de résonances baryoniques (Δ , nucléons excités, ...), les désintégrations de résonances mésoniques (ρ , ω , η , ...), et les désintégrations de gouttelettes de quarks dans le cadre de NEXUS. Nous avons représenté sur la figure 5.1 pour NEXUS et 5.2 pour RQMD, les distributions du temps d'émission des pions en fonction de la source qui les émet.

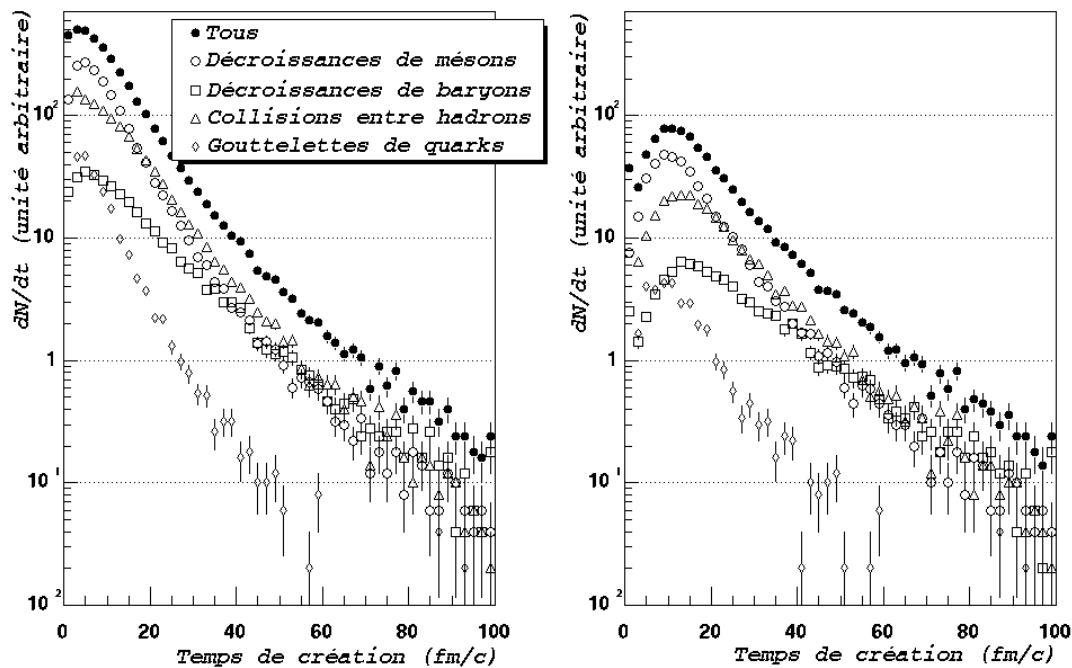


Figure 5.1 Temps de création des π^+ dans le modèle NEXUS. A droite : tous les pions créés. A gauche : seulement les pions qui ne sont pas réabsorbés.

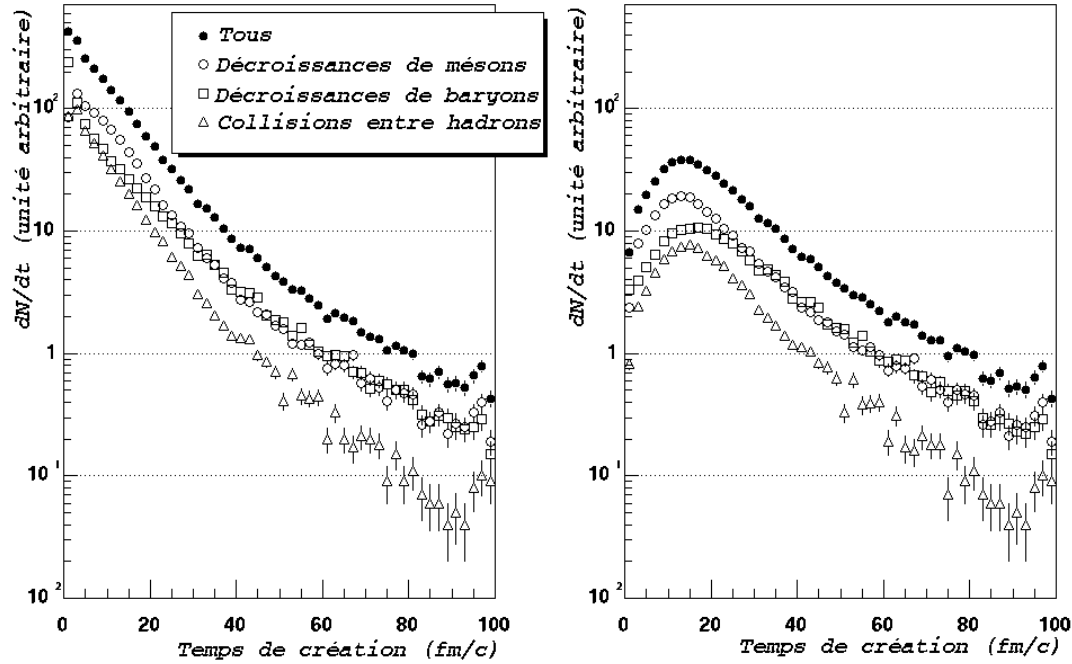


Figure 5.2 Temps de création des π^+ dans le modèle RQMD. A droite : tous les pions créés. A gauche : seulement les pions qui ne sont pas réabsorbés.

Ces figures sont séparées en deux parties : la première correspond au temps de création de tous les pions alors que la seconde est construite uniquement à partir des pions qui échappent au système. Seuls ces derniers seront mesurés. Dans les deux modèles les pions sont créés dans leur très grande majorité, avant 20 fm/c. Cependant la valeur la plus probable du temps de création des pions qui échappent au système se situe autour de 15 fm/c. Les pions qui sont créés avant 15 fm/c sont réabsorbés dans la grande majorité des cas.

Dans le cadre du modèle NEXUS, la désintégration des gouttelettes de quarks contribuent de manière significative à la création de pions jusqu'à 15 fm/c. Ensuite, leur contribution est extrêmement réduite par rapport aux autres. Les pions issus des gouttelettes sont alors réabsorbés dans leur grande majorité. Dans NEXUS, les pions sont donc émis principalement à partir de sources hadroniques.

Dans les deux modèles la source dominante de pions est la désintégration des résonances mésoniques. En effet, les collisions entre hadrons libèrent en général suffisamment d'énergie pour entraîner la formation de particules de masse importante. Les particules ainsi formées sont instables et un grand nombre d'entre elles se désintègrent en produisant des pions au bout de quelques fm/c. Ces résonances ont tendance à retarder le temps d'émission des pions.

Les deux modèles prédisent des temps d'émission des pions similaires. Sur la figure 5.3, nous avons comparé les temps de création des pions qui échappent au système. Les deux modèles sont en très bon accord pour les temps de création supérieurs à 20 fm/c. Ils prédisent aussi tous les deux que la valeur la plus probable du temps de création des pions se situe autour de 15 fm/c. Cependant, le modèle RQMD prédit une émission plus

importante que le modèle NEXUS avant 15 fm/c. Cette différence peut s'expliquer par la présence des gouttelettes de quarks dans NEXUS qui tend à limiter l'émission de particules pendant les 10 premiers fm/c. Par la suite, cette différence est compensée par une émission plus importante de pions au niveau de la valeur la plus probable.

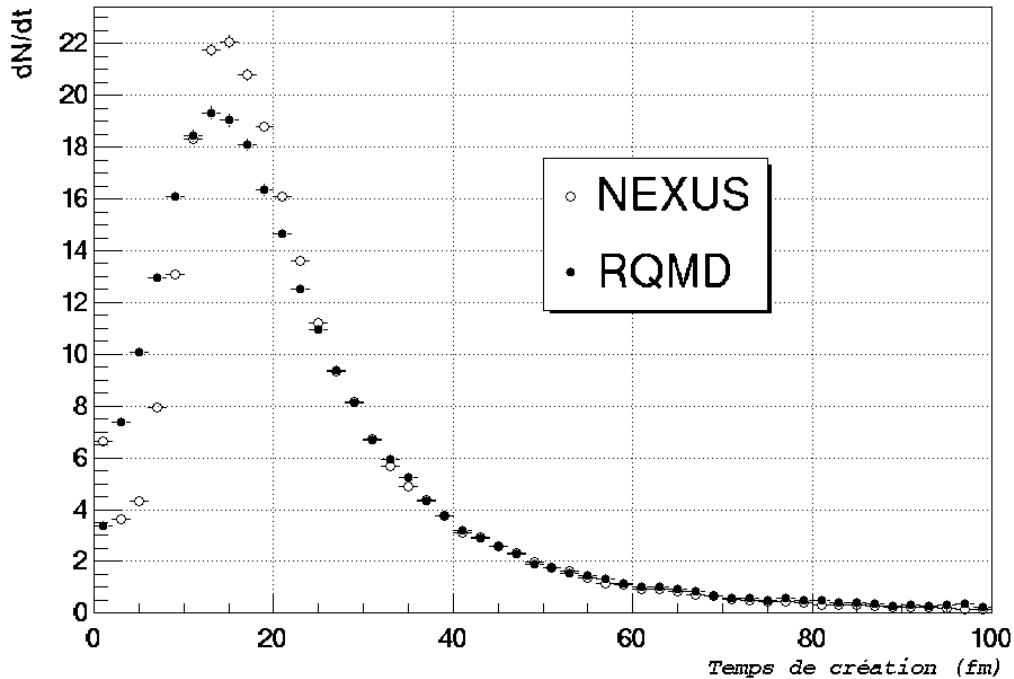


Figure 5.3 Temps de création des pions qui ne sont pas réabsorbés.

Les pions issus des gouttelettes de quarks ne sont pas détectés dans leur très grande majorité car ils sont réabsorbés dans des interactions hadroniques. Cependant, la présence des gouttelettes a un impact sur la distribution du temps d'émission des pions : elles limitent l'émission de pions avant 10 fm/c. Dans le chapitre suivant, nous allons étudier les conséquences de l'insertion de l'interaction coulombienne dans les modèles NEXUS et RQMD.

5.1.2 L'interaction coulombienne dans les modèles

Cette étude est basée sur l'utilisation de la méthode de calcul non quantique, relativiste que nous avons présentée au paragraphe 2.3.2.3 Elle présente l'avantage de permettre une étude à n-corps. Toutes les particules chargées présentes dans le système à un instant donné sont prises en compte. En outre le calcul classique ne nécessite pas d'ajuster un paramètre qui représente la valeur de la charge positive en excès comme dans le cas du calcul quantique. Cette méthode possède donc un pouvoir prédictif.

Dans le cadre de notre étude, l'interaction coulombienne se traduit par deux effets mesurables : l'attraction mutuelle des pions de charge opposée qui est étudiée en construisant la fonction de corrélation $\pi^-\pi^+$, et la distorsion des spectres en masse transverse due à la présence des protons en excès dans le système. Le premier effet dépend principalement de la différence entre les vitesses et les positions spatio-temporelles des

pions au moment de leur création. La présence d'une "charge centrale" peut affecter la fonction de corrélation car elle modifie les spectres en impulsion relative. Cependant le calcul classique de l'interaction coulombienne montre que cette influence est faible dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV dans le centre de masse ce qui n'est pas le cas dans les collisions à plus basse énergie. La fonction de corrélation $\pi-\pi^+$ permet de sonder la distance relative entre les pions au moment de leur création. Sur la figure 5.4, nous avons comparé les prédictions des modèles NEXUS et RQMD.

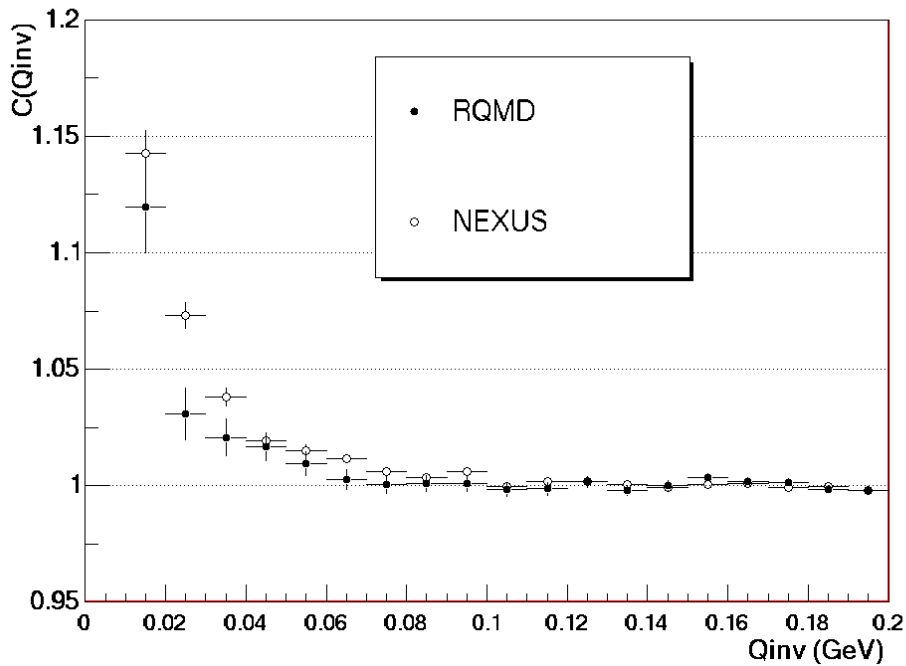


Figure 5.4 Fonctions de corrélation $\pi-\pi^+$ calculées à partir des modèles NEXUS et RQMD avec la méthode de calcul quantique de l'interaction coulombienne

NEXUS prédit une corrélation un peu plus importante que RQMD, ce qui implique que la distance spatio-temporelle séparant les pions au moment de leur création y est plus faible. Ce phénomène pourrait être expliqué à partir de la figure qui présente la distribution des temps d'émission des pions. Elle est en effet moins dispersée dans le cas de NEXUS que de RQMD. Cependant, le temps de création ne peut être directement relié à la fonction de corrélation car il existe une forte corrélation entre l'impulsion et la position des pions au moment de leur création. Deux particules d'impulsion proche ont alors tendance à être créées à proximité l'une de l'autre dans le temps et l'espace. La distance spatio-temporelle qui les sépare est ainsi réduite. La fonction de corrélation est ainsi fortement affectée par les phénomènes dynamiques.

Le rapport π/π^+ en fonction de la masse transverse permet quant à lui d'étudier la distorsion des impulsions des pions causée par la présence d'un excès de proton par rapport aux anti-protons à leur voisinage. La collaboration NA49 a mesuré le pouvoir d'arrêt des protons dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV. Au niveau de la rapidité du centre de masse, 19 protons en excès sont mesurés par unité de rapidité. Le modèle NEXUS en prédit 24 et le modèle RQMD 28. Dans les deux cas, ils surestiment la charge présente en excès

dans le système au niveau de la rapidité du centre de masse. L'impact de l'interaction entre les pions et la "charge centrale" devrait donc être surestimé par ces modèles. Nous garderons ce point à l'esprit lorsque nous comparerons leurs prédictions aux données.

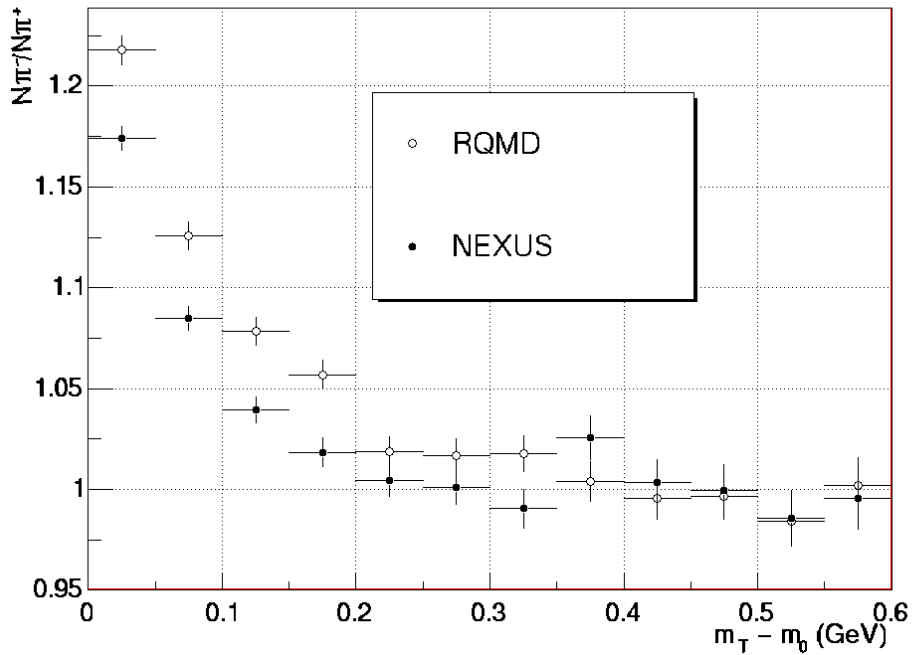


Figure 5.5 Rapport π^-/π^+ en fonction de m_T prédit par les modèles NEXUS et RQMD

Sur la figure 5.5 nous avons représenté les rapports calculés à l'aide de la méthode classique à partir des modèles NEXUS et RQMD. NEXUS atteint 1.175 pour m_T inférieure à 50 MeV alors que RQMD prédit une valeur maximum de 1.24. Un effet coulombien plus important est extrait de RQMD.

Cette

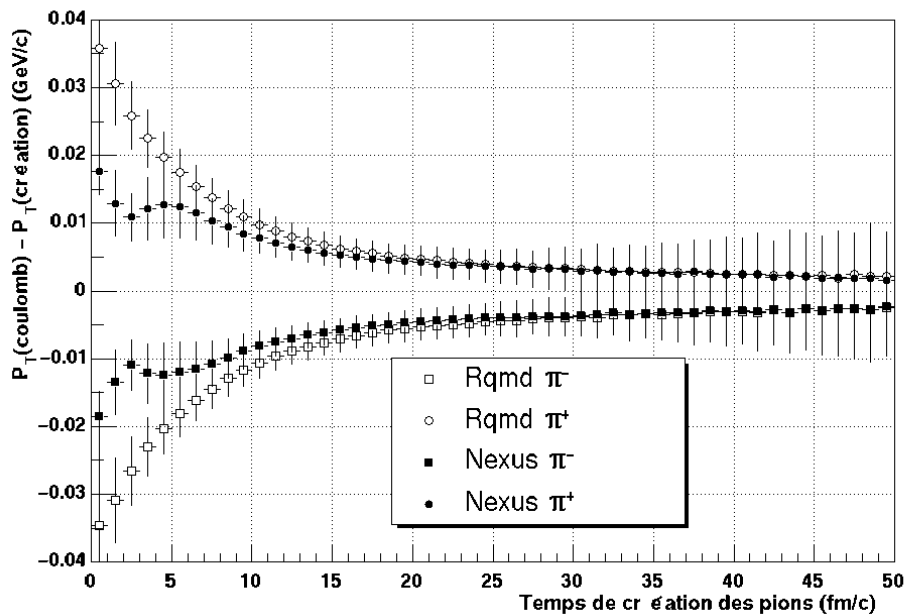


Figure 5.6 Variation d'impulsion transverse due à l'impulsion coulombienne en fonction du temps de création des pions

différence est principalement liée à la présence dans NEXUS, des gouttelettes qui limitent très fortement l'émission des pions à partir des zones où la densité de particules est élevée. L'interaction coulombienne due à l'effet de l'excès de protons est maximum dans ces zones qui correspondent aux premiers instants de la collision lorsque la distance entre les particules est faible. Les pions créés avant 10 fm/c qui échappent au système sont alors très fortement affectés par l'interaction coulombienne. La figure 5.6 illustre ce phénomène. Elle représente $p_T(\text{coulomb}) - p_T(\text{création})$ en fonction du temps de création des pions. L'effet de l'interaction coulombienne est important pendant les 15 premiers fm/c dans le cas de RQMD. Par contre, il est moins marqué dans le cas de NEXUS.

Une partie de la différence entre les prédictions des modèles est artificielle. En effet, nous considérons la charge des gouttelettes de grande taille (plus de 9 quarks d'une saveur donnée, u, d, s ou c) comme nulle. Le traitement de tels objets nécessiterait d'utiliser une distribution de charge répartie sur un volume ce qui complique fortement les calculs. Les particules situées à l'extérieur de la gouttelette sont soumises à une charge très inférieure à celle qui devrait normalement être considérée. Cependant, cette approximation présente un impact très limité car très peu de particules sont situées à l'extérieur des gouttelettes de grandes tailles. En effet, dans NEXUS, après la première phase de la collision, le système est pratiquement entièrement contenu à l'intérieur d'une seule gouttelette. De plus, la durée de vie des gouttelettes est de l'ordre de quelques fm/c ce qui limite fortement leurs contributions. La remontée de la variation d'impulsion transverse autour de 2-3 fm/c correspond à la désintégration des gouttelettes de grandes tailles.

Les pions qui sont créés avant 15 fm/c sont donc responsables de la différence entre les rapports π/π^+ prédits par RQMD et NEXUS. Les gouttelettes ont donc pour conséquence de limiter l'effet de l'interaction coulombienne car elles ne permettent pas à celle-ci de se développer lorsque les distances entre les particules sont faibles c'est-à-dire lorsque l'effet

est maximal.

Nous avons donc mis en évidence une différence entre les modèles NEXUS et RQMD qui s'explique par le fait que NEXUS utilise une modélisation en terme de gouttelettes de quarks pour décrire les zones de haute densité de particules. Dans la suite de ce chapitre, nous allons comparer nos résultats expérimentaux aux données pour tenter de valider l'un des deux modèles. Il est cependant important de noter que la différence entre les deux prédictions reste limitée. En effet, l'impact des gouttelettes de quarks n'est important que pendant les 10 premiers fm/c de la collision alors que la majorité des pions sont émis à partir de 15 fm/c.

5.2 Comparaisons entre prédictions des modèles et résultats expérimentaux

5.2.1 Principe de l'étude

La comparaison des données et des prédictions des modèles nécessite deux étapes que nous avons présentées au paragraphe 2.3. Le calcul de l'interaction coulombienne est réalisé à partir des positions et des impulsions des particules issues des générateurs d'événements. Certaines corrections dues au filtre expérimental sont ensuite appliquées. Elles sont de deux natures :

- Une sélection en acceptance qui permet de ne conserver que les particules potentiellement détectables par les spectromètres de l'expérience WA98.
- Résolution en impulsion : dans le cas de la fonction de corrélation, l'estimation de la résolution sur Q_{inv} est utilisée. La résolution sur m_T est prise en compte pour construire le rapport π^-/π^+ .

Par ailleurs les prédictions des modèles sont comparées avec les données pour lesquelles les effets d'impureté des pions ont été corrigés. Cette correction a été directement appliquée sur les données afin de montrer explicitement les erreurs systématiques dues aux différentes prédictions concernant le nombre de pions issus de particules étranges.

5.2.2 La fonction de corrélation π^-/π^+

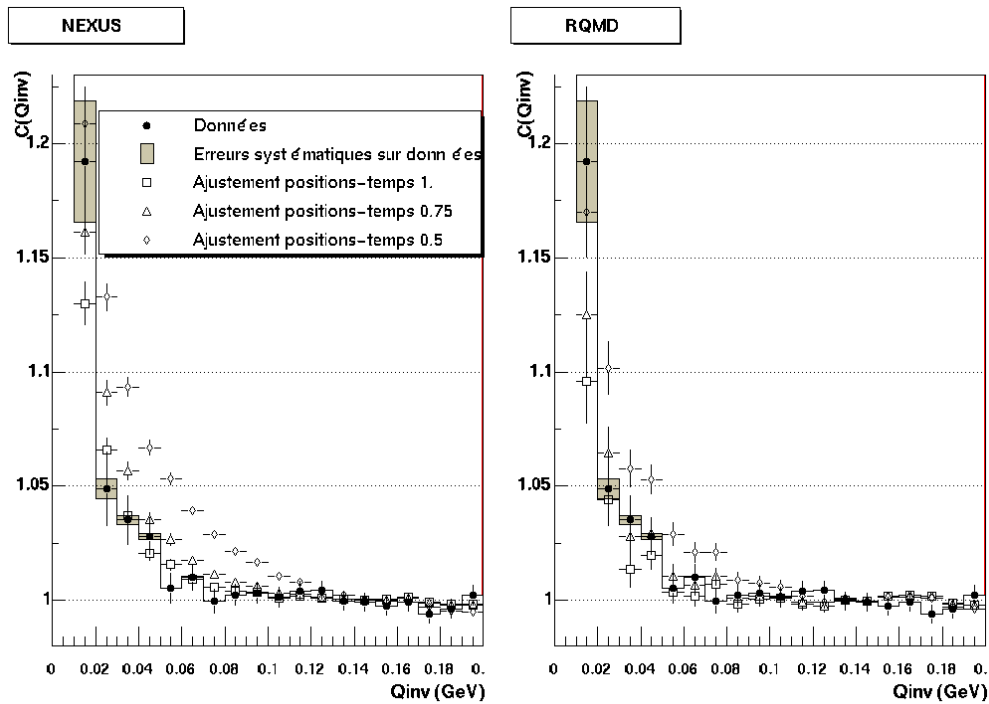


Figure 5.7 Comparaison entre la fonction de corrélation $\pi^- \pi^+$ mesurée et les prédictions des modèles NEXUS et RQMD.

L

a

figure 5.7 représente une comparaison entre les fonctions de corrélation mesurées et celles extraites des modèles. Afin de vérifier la dépendance de la fonction de corrélation en fonction des positions spatio-temporelles d'émission des pions, nous avons effectué trois calculs différents pour chaque modèle : le premier à partir des positions issues des modèles ; les deux autres calculs ont été effectués en multipliant toutes les coordonnées d'espace et de temps par un facteur 0.75 et 0.5. La taille de la source est ainsi fortement réduite par rapport aux prédictions originales des modèles.

La comparaison avec les modèles nous permet de constater que NEXUS est plutôt en bon accord avec les données. Les fonctions de corrélation obtenues en réduisant la taille de la source d'émission des pions surestiment toutes les deux la fonction de corrélation expérimentale. En revanche, RQMD la sous-estime. Elle est mieux reproduite lorsque les positions spatio-temporelles de création des pions sont multipliées par le facteur 0.75. De telles conclusions sur RQMD ont aussi été tirées par les collaborations NA44 à partir de l'étude des fonctions de corrélation $\pi^- \pi^-$ et $\pi^+ \pi^+$ et par la collaboration NA49 en étudiant la fonction de corrélation $\pi^- \pi^+$. Dans les deux cas la distance mesurée entre les pions est environ 70% plus petite que dans le modèle RQMD.

La modification des positions et temps d'émission des pions permet de mettre en évidence le fait que NEXUS contrairement à RQMD reproduit la fonction de corrélation expérimentale. La dynamique de la collision est donc mal prise en compte dans RQMD. Dans le paragraphe suivant nous allons étudier le rapport π^-/π^+ en fonction de la masse transverse qui est aussi sensible à la distribution des positions et temps de création des pions. Nous allons de nouveau confronter les prédictions des modèles au résultats expérimentaux.

5.2.3 Rapport des distributions en masse transverse π^- sur π^+

Nous avons montré au paragraphe 4.4 que la désintégration des baryons et anti-baryons étranges contribue de manière significative à l'excès de π^- par rapport aux π^+ à basse masse transverse. Sur la figure 5.8, nous avons combiné ces deux effets : la désintégration des baryons étranges et l'interaction coulombienne. Le modèle NEXUS est alors en accord avec les données alors que RQMD les surestime. En effet, nous avons constaté (figure 4.20) qu'il reproduisait les données à partir des seules désintégrations de (anti-)baryons étranges. L'ajout de l'effet coulombien le conduit alors à surestimer les données. Dans le cas de NEXUS, l'effet de l'interaction coulombienne comble par contre la différence qui existait entre les données et le rapport extrait à partir des seules désintégrations d'hypérons étranges.

Dans les modèles, la présence des protons arrêtés au niveau de la rapidité du centre de masse implique la présence d'un excès de charge positive qui affecte les spectres en impulsion des pions. Il est donc justifié de comparer les modèles aux données en effectuant la somme des effets dus à l'interaction coulombienne et aux désintégrations de particules étranges. Toutefois il est utile de les analyser séparément. Sur la figure 4.24, nous avons extrait la zone où un effet coulombien peut être présent. Cette zone a été extraite à partir de NEXUS qui prédit une contribution des désintégration de baryons étranges significativement inférieure aux données. Sur la figure 5.9, nous avons alors comparé cette zone avec les prédictions des modèles en ne prenant en compte que l'effet de l'interaction coulombienne sur les pions primaires.

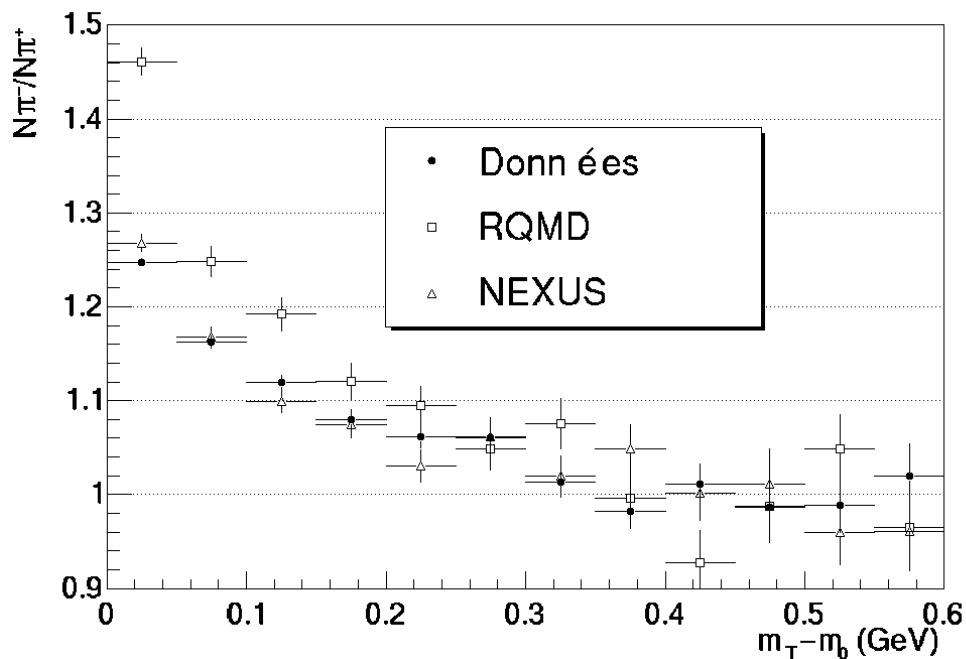


Figure 5.8 Comparaison entre les données et les modèles. Le rapport des modèles inclut les désintégrations de particules étranges et l'effet de l'interaction coulombienne.

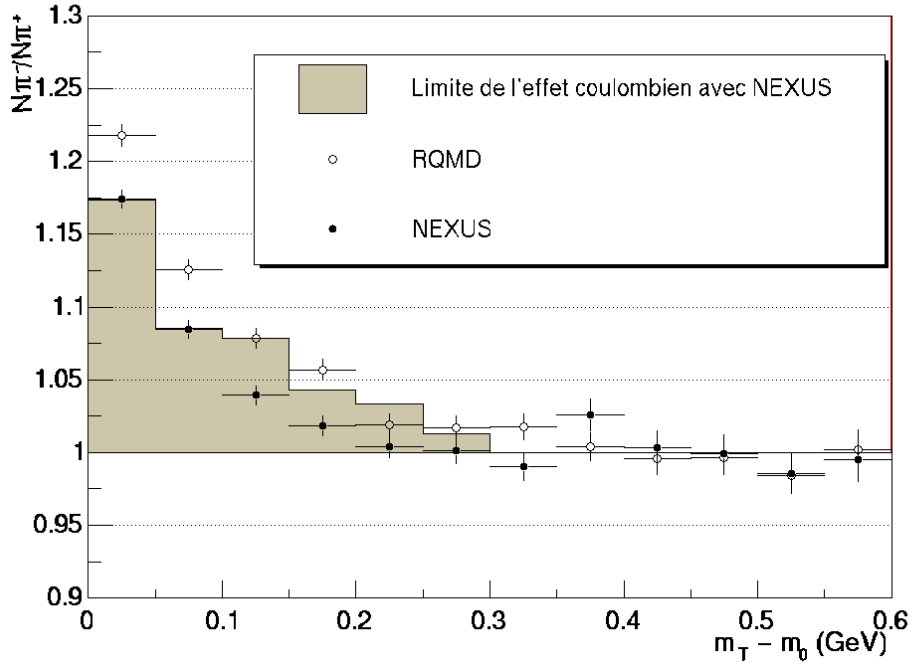


Figure 5.9 Impact de l'interaction coulombienne sur le rapport, en fonction de m_T . Les prédictions des modèles obtenues à l'aide du calcul classique de l'interaction coulombienne sont comparées avec la zone permise par les données après correction de la désintégration des hyperons étranges

Le

modèle NEXUS se situe à la limite de la zone permise extraite des données. En revanche, RQMD surestime l'effet de l'interaction coulombienne sur le rapport. Il traite donc de nouveau la dynamique de la collision de manière inadéquate. Cependant, il est nécessaire de noter que la différence entre les deux modèles NEXUS et RQMD est faible compte tenu du fait que la prise en compte de la désintégration des hyperons étranges est imprécise. De plus, il est important de rappeler que les deux modèles tendent à surestimer le nombre de protons en excès présents au niveau de la rapidité du centre de masse. L'impact de l'interaction coulombienne devrait donc être surestimé par les deux modèles.

5.3 Conclusions

A partir de l'étude des modèles RQMD et NEXUS, nous avons montré que les pions sont issus en très grande majorité de processus hadroniques et en particulier de la désintégration de résonances. Toutefois, une modélisation des zones de hautes densités d'énergie est incluse dans NEXUS sous la forme de gouttelettes de quarks. Ces objets s'apparentent au plasma de quarks et de gluons en ce sens qu'ils permettent de décrire l'évolution du système lorsque la densité d'énergie est trop importante pour rendre pertinente une description en terme hadronique. Nous avons montré que la présence de ces gouttelettes introduit un retard de l'émission des pions dans NEXUS par rapport à RQMD. Ce phénomène se traduit par une différence mesurable de l'impact de l'interaction coulombienne sur le rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse. Nous avons de plus constaté que RQMD prédit une corrélation moins importante que NEXUS entre les pions positifs et négatifs ce qui implique que la distance entre les pions au moment de leur création est plus faible dans NEXUS que dans RQMD. Cette seconde différence ne peut

être reliée directement à la présence des gouttelettes car l'ensemble de l'évolution dynamique du système influe sur la fonction de corrélation.

L'étude de nos données a montré que l'interaction coulombienne n'était pas le seul phénomène à introduire une asymétrie du nombre de π^- par rapport à celui des π^+ à basse masse transverse. La désintégration des hyperons étranges y contribue en effet, de manière importante. La prise en compte de cet effet introduit des erreurs systématiques importantes car le taux de production des particules étranges n'est pas précisément contraint expérimentalement. Cependant, l'utilisation des modèles RQMD et NEXUS nous a permis de quantifier cette contribution.

Nous avons constaté que lorsque les contributions de l'interaction coulombienne et de la désintégration des hyperons étranges sont ajoutées, le modèle NEXUS reproduit les données alors que RQMD les surestime. Nous avons de plus, comparer les données corrigées de la désintégration des hyperons étranges avec les prédictions des modèles en ne prenant en compte que l'interaction coulombienne. De nouveau, NEXUS est en accord avec les données alors que RQMD les surestime. L'étude de la fonction de corrélation $\pi^-\pi^+$ nous a conduit à tirer une conclusion similaire : NEXUS reproduit la fonction de corrélation expérimentale alors que RQMD la sous-estime. Le modèle NEXUS est donc en accord avec les mesures liées à la dynamique de la collision que nous avons effectuées au contraire de RQMD. La présence des gouttelettes de quarks explique pourquoi NEXUS reproduit les données en ce qui concerne le rapport π^- sur π^+ en fonction de m_T . Il est en effet nécessaire d'introduire un effet qui limite l'émission des pions pendant les 15 premiers fm/c de la collision pour reproduire ce rapport.

Les erreurs systématiques sur nos mesures sont importantes en particulier l'estimation de la contribution de la désintégration des hyperons étranges. Pour les réduire, il serait nécessaire de pouvoir rejeter expérimentalement les pions issus d'hyperons étranges ce qui pourrait être effectué en identifiant précisément le point provenance des particules. En effet, les hyperons étranges se désintègrent à plusieurs centimètres du point de collision initial. Cette méthode de réjection pourrait être réalisée par la collaboration NA49.

L'étude de la dynamique de production d'autres particules, en particulier des protons et des kaons devrait apporter des informations essentielles. De plus, la mise en évidence de différence dans l'émission de différents types de particules à partir de la construction de leur fonction de corrélation pourrait s'avérer être un outil efficace pour apporter de nouvelles contraintes aux modèles. La figure 5.10 montre les temps d'émission des pions, kaons et protons extrait des deux modèles NEXUS et RQMD. Les différentes particules présentent des comportements différents qui sont mesurables expérimentalement grâce à la construction des fonctions de corrélation. Les rapports des spectres en masse transverse des protons et kaons devraient permettre de tirer les mêmes conclusions que pour les pions car NEXUS prédit une émission de particules moins importante pendant les premiers 15 fm/c que RQMD. L'étude de la dynamique de l'émission de ces différents types de particules devrait donc permettre de vérifier les résultats que nous avons obtenus à partir de l'étude des pions.

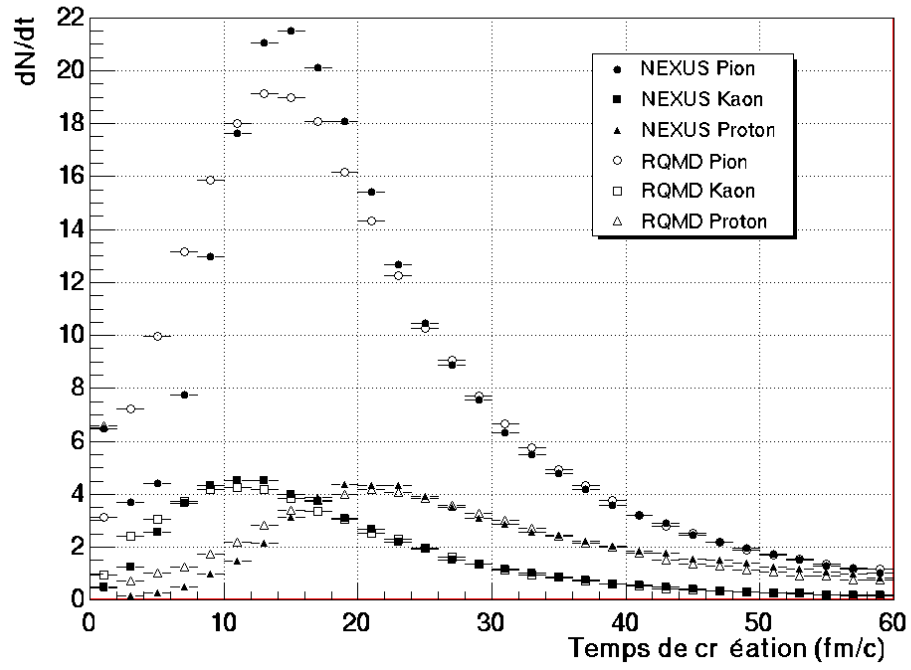


Figure 5.10 Temps de création des pions, kaons et protons dans les modèles NEXUS et RQMD.

6 Du SPS au RHIC, de WA98 à STAR

6.1 Du SPS au RHIC, un saut en énergie

L'étude des collisions plomb sur plomb à 17.3 AGeV n'a pas apporté une preuve formelle de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Il est possible que ce plasma ait été formé mais que sa durée de vie n'ait pas été suffisante pour qu'il puisse être distingué d'un gaz de hadrons. Plusieurs mesures, en particulier les spectres et les fonctions de corrélation des hadrons, sont compatibles avec un scénario purement hadronique. Seules quelques mesures spécifiques, du J/Ψ ou des baryons étranges pourraient indiquer qu'un nouvel état de la matière nucléaire a été formé. Cependant, le fait que les interactions entre hadrons dans un milieu à haute densité baryonique ou à haute température soient mal connues, empêche de tirer des conclusions définitives. Le collisionneur RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) a été conçu pour réaliser des collisions de noyaux d'or à 200 AGeV. Par comparaison, au SPS, l'énergie atteinte dans le centre masse de la réaction, n'est que de 17.3 AGeV. Ce saut en énergie pourrait permettre de former une phase partonique ayant une durée de vie beaucoup plus importante. Elle pourrait alors être mise en évidence de manière non ambiguë.

Le collisionneur RHIC est constitué de deux anneaux de 4 km de circonférence. Il est situé à Brookhaven (USA). Il permet d'accélérer des noyaux ou des protons injectés à 10 GeV par nucléon jusqu'à 100 AGeV. Les premières collisions de noyaux d'or, ont été réalisées en mai 2000, à des \sqrt{s} de 56 et 130 AGeV. L'énergie des faisceaux atteindra 100 AGeV à partir du printemps 2001. RHIC sera aussi utilisé pour réaliser des collisions de protons polarisés qui serviront à étudier les différents phénomènes qui contribuent au spin des protons. Les collisions réalisées par RHIC sont étudiées par quatre expériences :

- BRAHMS possède deux spectromètres de particules chargées, situés l'un à l'avant dans la région où les noyaux devraient être arrêtés, et l'autre au niveau de la rapidité du centre de masse. Ces deux spectromètres présentent une acceptation limitée. Cependant ils sont dotés d'une très bonne résolution et d'un système d'identification par temps de vol. Ils permettront de mesurer avec précision les spectres et les fonctions de corrélation des particules chargées dans un domaine d'acceptation restreint. De plus, BRAHMS est la seule expérience capable d'étudier spécifiquement la région où les noyaux sont arrêtés.
- PHENIX est l'expérience la plus généraliste. Elle combine quatre spectromètres de deux types différents. Le premier type est destiné à l'étude des hadrons chargés, des électrons et des photons au niveau de la rapidité du centre de masse. Ils sont chacun composés de chambres à dérive et de chambres à pad pour reconstruire les trajectoires des particules, d'un détecteur de temps de vol et d'un détecteur RICH (Ring Imaging Cherenkov) pour leur identification. Les électrons et les photons sont mesurés à l'aide d'un calorimètre électromagnétique. Les chambres à pad et le détecteur de temps de vol que nous avons utilisés dans le second bras de trajectographie de l'expérience WA98 étaient des prototypes pour l'expérience PHENIX. Les éléments au verre de plomb du calorimètre électromagnétique LEDA de WA98 sont réutilisés dans PHENIX. Le second type de spectromètre est situé à grande rapidité. Il est destiné à l'étude des paires de muons. Son objectif principal est l'étude du J/Ψ . Il est constitué d'un absorbeur qui arrête les hadrons

et ne laisse traverser que les muons qui interagissent peu. Les paires de muons sont reconstruites dans une série de chambres de trajectographie.

- PHOBOS est constitué de deux éléments principaux : des détecteurs de multiplicité et d'un système de spectrométrie basé sur la reconstruction des trajectoires à travers des plans de silicium auxquels sont associées des mesures de temps de vol. Les premiers résultats concernant des collisions au RHIC ont été publiés par cette collaboration [41].
- STAR est l'expérience à laquelle nous participons. Nous allons la présenter en détails dans le paragraphe suivant en mettant l'accent sur ces différences avec WA98.

6.2 De WA98 à STAR, un changement de philosophie

Dans un premier temps, nous allons présenter les différents composants de l'expérience STAR, puis nous détaillerons ces performances en terme de reconstruction d'observables physiques à travers sa comparaison avec l'expérience WA98.

6.2.1 L'expérience STAR

L'expérience STAR, Solenoid Tracker At Rhic a pour but d'étudier les hadrons chargés, les baryons et mesons étranges, les électrons et les photons produits dans les collisions au RHIC. Pour étudier ces différentes particules plusieurs stratégies sont utilisées :

- Mesure de l'impulsion des particules chargées (hadrons et électrons) par trajectographie dans un milieu où règne un champ magnétique.
- Identification des particules chargées en mesurant leur perte d'énergie, leur temps de vol, et leur rayonnement Cherenkov.
- Mesure de l'énergie des photons et des électrons dans un calorimètre électromagnétique.
- Détermination du point de provenance des particules chargées afin de déterminer s'ils proviennent de désintégration de baryons étranges ou de K_s^0 .

Ces différentes méthodes ont conduit à la conception de plusieurs systèmes de détection qui sont représentés schématiquement sur la figure 7.7. Ils comprennent les éléments suivants :

- Aimant : il produit un champ maximum de 0.5 Tesla parallèle à l'axe du faisceau qui englobe l'ensemble des détecteurs.
- Chambre à projection temporelle centrale (TPC) : elle permet de reconstruire les trajectoires des particules chargées dont l'impulsion est supérieure à 150 MeV/c et la pseudo-rapacité est comprise entre +1.8 et -1.8. L'identification est réalisée grâce à la mesure de la perte d'énergie des particules. Les kaons sont séparables des pions jusqu'à une impulsion de 300 MeV/c, et les protons jusqu'à 1 GeV/c. La réjection des électrons s'avère par contre difficile. Ce détecteur fonctionne depuis juin 1999 et permet actuellement d'étudier les premières collisions au RHIC.
- Chambres à projection temporelle à l'avant : Elles sont situées de part et d'autre du point de collision et couvrent une acceptation telle que $2.5 < \eta < 4$. L'identification à partir de la perte d'énergie est ici moins aisée car les particules ont une impulsion plus grande que dans la TPC centrale.

- Détecteur de vertex au silicium (SVT et SSD) : il consiste en quatre couches concentriques de détecteurs au silicium à dérive et à micropistes qui couvrent une acceptance ± 1 en pseudo-rapidité. Il permet de reconstruire avec précision les points de désintégrations secondaires (vertex). Nous reviendrons plus en détails sur ces détecteurs au paragraphe 6.
- Déclencheurs : ils se composent de deux calorimètres situés à grande rapidité qui mesurent l'énergie des fragments des noyaux qui sont entrés en collision et d'un ensemble de scintillateurs placés autour de la TPC centrale. Ces scintillateurs permettent de déterminer rapidement la multiplicité de la collision. Différents types d'événements peuvent être sélectionnés à l'aide de ces deux systèmes de détection. L'expérience STAR dispose aussi d'un troisième niveau de déclenchement qui est capable de cibler des événements particuliers en reconstruisant en moins de 100 ms les trajectoires dans la TPC centrale.
- Calorimètre électromagnétique : dans sa version finale il couvrira la même acceptance que la TPC centrale. En effet, il est placé tout autour d'elle. Dans sa version actuelle seul un sixième de l'angle azimutal est instrumenté. Ce calorimètre permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons.
- Détecteurs de temps de vol et RICH: afin de compléter l'identification des particules réalisée à partir de la perte d'énergie un détecteur de temps de vol entourera l'ensemble de la TPC. De plus, un détecteur RICH de petite taille est utilisé pour identifier les particules de grandes impulsions transverses grâce à la mesure de l'ouverture du cône d'émission Cherenkov.

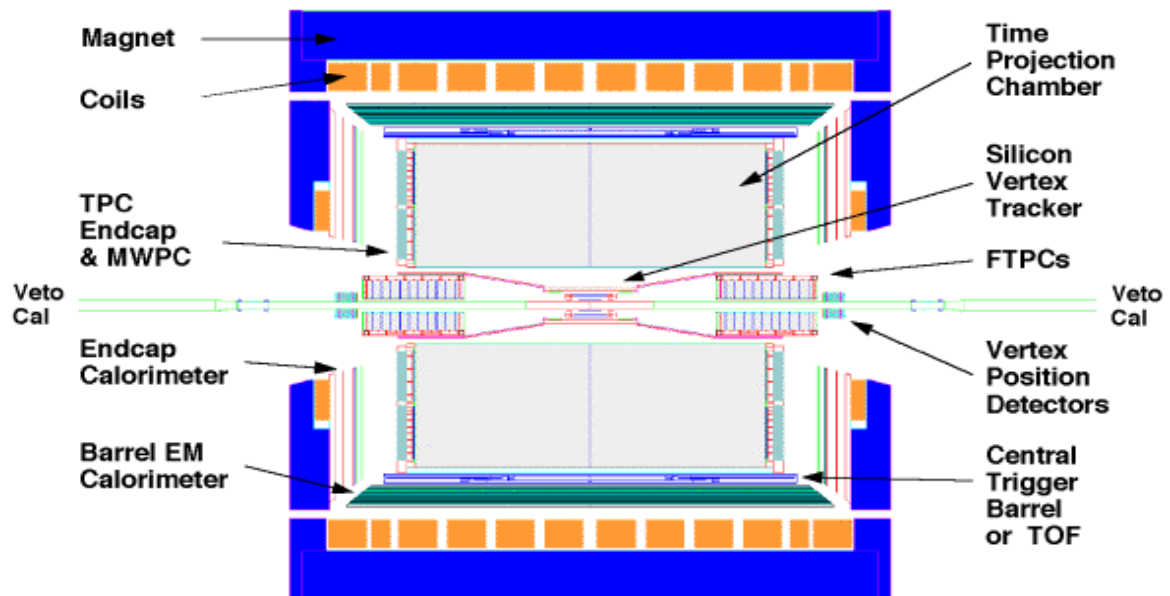


Figure 6.1 Vue schématique de l'expérience STAR

Mis à part le détecteur RICH, tous les détecteurs de STAR sont conçus pour couvrir l'ensemble de l'angle azimutal et une grande partie de l'acceptance en pseudo-rapidité et en impulsion transverse. La plupart des particules produites dans les collisions peut ainsi être détectée.

6.2.2 De WA98 à STAR

Les expériences de collisions d'ions lourds au SPS ont toutes été réalisées entre un noyau projectile et un noyau cible fixe, alors qu'à RHIC les deux noyaux qui entrent en collision ont la même énergie. Au SPS, le centre de masse de la collision se déplace par rapport aux détecteurs. Il est alors difficile d'élaborer un système de détection qui permette de détecter l'ensemble des particules émises. Au SPS, seule l'expérience NA49 y a partiellement réussi. L'expérience WA98 s'est contentée d'étudier une petite fraction des particules produites. Au RHIC, le repère du centre de masse coïncide avec celui du détecteur. Il était alors possible de concevoir un détecteur qui pourrait mesurer la plupart des particules. L'expérience STAR a été conçue dans cet esprit. Son objectif est de mesurer la majorité des photons, électrons et hadrons chargés produits dans les collisions afin de maximiser l'information disponible pour chaque événement. En effet, il est possible que la formation du plasma de quarks et de gluons ne soit clairement identifiable que sur certains événements particuliers. Des changements de comportements importants et simultanés de plusieurs observables pourraient servir à mettre en évidence de tels événements.

Le passage de WA98 à STAR s'accompagne donc d'un changement de philosophie majeur : l'expérience WA98 était composée d'un nombre important de détecteurs à l'acceptance réduite alors que STAR associe un nombre limité de systèmes de détection différents qui couvrent une acceptance importante. Les causes de cette évolution sont doubles : le passage de collisions sur cible fixe au mode collisionneur et la prise de conscience que les études événement par événement pourraient se révéler essentielles pour mettre en évidence la phase partonique.

Le mode collisionneur présente cependant un désavantage important. Les particules produites au niveau de la rapidité du centre de masse n'acquièrent pas d'impulsion due au mouvement du centre de masse de la collision dans le repère du laboratoire. Leur impulsion totale dans le laboratoire est alors beaucoup plus faible que celle qui était communément mesurée au SPS. Les particules chargées sont alors beaucoup plus sensibles à la diffusion coulombienne multiple, ce qui impose de construire des détecteurs en prenant soin de minimiser leur longueur de radiation. De plus, les particules produites au niveau de la rapidité du centre de masse et faible impulsion transverse ne peuvent être détectées car elles n'ont pas une impulsion totale suffisante pour atteindre les détecteurs. L'étude des rapports des distributions π^- sur π^+ présente moins d'intérêt au RHIC car la région de basse masse transverse est difficilement accessible.

Le passage de collision en cible fixe au mode collisionneur a aussi un impact important sur la détection des baryons étranges. En effet, à cause de la dilatation des longueurs lors du passage du repère du centre de masse au repère du laboratoire, le temps de vie apparent des résonances était augmenté d'un facteur dix au SPS. L'expérience WA97 en a tiré avantage pour étudier les baryons étranges. En effet, au SPS leur $\gamma c\tau$ passe de quelques centimètres dans le centre de masse à quelques dizaines de centimètre dans le laboratoire. A RHIC, cet effet n'est plus présent ce qui impose des contraintes plus fortes sur la précision avec laquelle les vertex secondaires doivent être reconstruits. Dans sa version actuelle, le détecteur de vertex de STAR permet d'étudier les baryons étranges et les K_s^0 . Nous détaillerons ce point au paragraphe 7.1. Une amélioration de ce détecteur pourrait être

réalisée afin de permettre l'étude des mésons D et Bc dont le τ est de l'ordre de 100 microns.

En passant du SPS au RHIC et de WA98 à STAR, l'énergie disponible dans le centre de masse et les conditions d'étude des collisions ont beaucoup changé, mais les enjeux restent les mêmes. Les observables clefs qui pourraient permettre la détection du plasma de quarks et de gluons restent similaires.

6.3 Continuité de la physique étudiée

Le détecteur STAR permet d'étudier les hadrons chargés dans un grand domaine en acceptance. Les spectres en masse transverse et en rapidité des pions peuvent être construits. Cependant, les basses impulsions transverses sont difficiles à mesurer. L'étude de l'interaction coulombienne que nous avons réalisée dans l'expérience WA98 ne peut être renouvelée à RHIC dans des conditions équivalentes. Les fonctions de corrélation pion-pion peuvent par contre être construites. L'expérience STAR permet d'étudier les spectres en masse transverse et en rapidité des pions, ainsi que leur fonction de corrélation.

Nous avons alors utilisé les modèles NEXUS et RQMD pour simuler les collisions or sur or à 200 AGeV afin de comparer leurs prédictions. Sur la figure 6.2, nous avons présenté le temps de création des pions qui échappent au système. Nous avons de nouveau séparé les sources de production des pions. Les désintégrations de mésons dominant de façon importante car comme l'énergie disponible par collision est plus importante, des particules de grande masse sont d'abord formées. Le rôle de désintégration de baryons est beaucoup moins important car le potentiel chimique est beaucoup plus faible qu'au SPS. Dans NEXUS, les gouttelettes de quarks restent une source marginale. Cependant elles entraînent de nouveau un décalage du temps d'émission des pions par rapport à RQMD. En revanche, dans les deux modèles, le temps le plus probable d'émission des pions varie très peu par rapport aux collisions aux énergies SPS.

Les modèles NEXUS et RQMD prédisent donc que la production des pions dans les collisions or sur or à 200 AGeV sera similaire à celle que nous avons étudiées dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV. Les premiers résultats obtenus par STAR confirment ces prédictions. Les fonctions de corrélation pion-pion mesurées par STAR au RHIC sont en effet similaires à celles mesurées par les expériences NA44, NA49 et WA98 au SPS. Au RHIC comme au SPS, il est important d'étudier d'autres observables que celles liées aux pions. Le détecteur de vertex au silicium (SVT+SSD) de l'expérience STAR a ainsi été conçu en particulier pour permettre d'étudier dans de bonnes conditions les particules étranges.

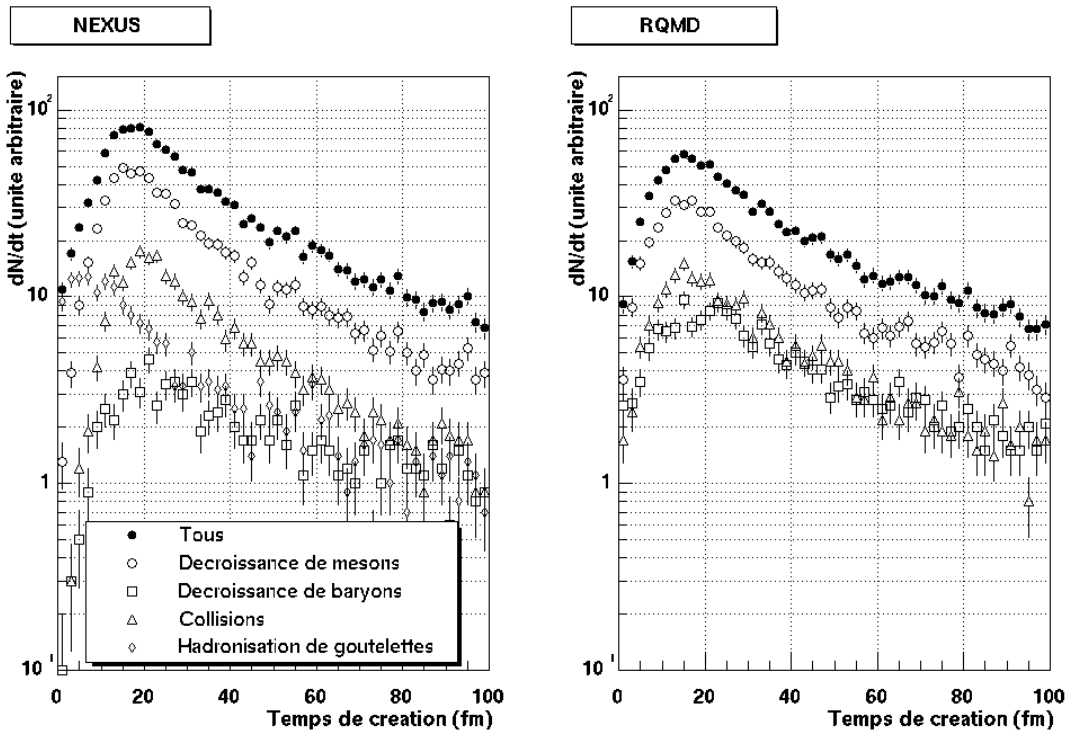


Figure 6.2 Temps de création des π^+ dans les collisions Au+Au à 200 AGeV

7 Le détecteur au silicium à micropistes de STAR

7.1 Une quatrième couche pour le détecteur de vertex

L'identification des baryons étranges et des K^0_s est basée sur le fait que ces particules se désintègrent à quelques centimètres du vertex primaire. Il est important de séparer les particules qui proviennent de vertex secondaires, c'est-à-dire de la désintégration de telles résonances, de celles qui ont été créées au niveau du vertex primaire. La position de la collision entre les noyaux peut être déterminée à partir des traces reconstruites dans la chambre à projection temporelle avec une précision de l'ordre du millimètre. Cependant, cette mesure est obtenue en effectuant une moyenne sur plusieurs milliers de particules. La TPC est située à une trop grande distance du faisceau pour permettre de déterminer avec précision la provenance de chaque particule. Le détecteur de vertex de STAR qui se trouve entre l'axe du faisceau et la TPC améliore donc significativement la détermination des vertex primaire et secondaires.

Le champ magnétique dans la partie centrale de l'expérience STAR est de 0.5 Tesla. Les particules dont l'impulsion transverse est inférieure à 150 MeV/c n'atteignent donc pas la TPC et doivent être reconstruites uniquement à l'aide du détecteur de vertex. Le détecteur de vertex de STAR a ainsi deux rôles principaux : reconstruire avec précision les vertex primaires et secondaires et donner une mesure de l'impulsion des particules de faible impulsion transverse.

Le détecteur de vertex de STAR se compose du SVT (Silicon Vertex Tracker) et du SSD (Silicon Strip Detector). Le SVT consiste en trois couches de détecteurs au silicium à dérive. Le SSD qui forme une quatrième couche entre le SVT et la TPC, est équipé de détecteurs au silicium à micropistes. Le tableau 7.1 résume les positions des quatre couches ainsi que leurs caractéristiques en terme de résolution en position, résolution à deux traces et longueur de radiation. La géométrie du détecteur de vertex de STAR est représentée sur la figure 7.1.

<i>Rayon (cm)</i>	<i>Résolution $R\phi / z$ (μm)</i>	<i>Résolution à deux traces</i>	<i>Longueur de radiation</i>	<i>Type de détecteur</i>
6.1 - 7.2	25 / 25	< 600 μm	1.5 X0	Si à dérive
10.1 - 11.2	25 / 25	< 600 μm	1.5 X0	Si à dérive
14.0 - 14.9	25 / 25	< 600 μm	1.5 X0	Si à dérive
23	15 / 800	~200 μm	0.7 X0	Si à pistes

Table 7.1 Caractéristiques des quatre couches du détecteur de vertex de STAR.

La résolution à deux traces représente la distance minimale à laquelle deux points créés par deux particules différentes peuvent être séparés. C'est un paramètre important car les détecteurs les plus proches du faisceau doivent être capable de fonctionner alors que de l'ordre de 20 particules les traversent. Ce paramètre devient moins critique lorsque les détecteurs sont plus éloignés ce qui est le cas pour ceux du SSD, où de l'ordre de 5 particules par détecteur sont attendues [42].

Le nombre de longueurs de radiation du détecteur est aussi un paramètre important. En effet, la valeur la plus probable de l'impulsion des particules produites est de l'ordre de 300 MeV/c. Ces particules sont donc très sensibles à la diffusion coulombienne multiple. Il est alors nécessaire de la limiter au maximum en minimisant l'épaisseur de matière que traversent les particules. Les quatre couches du détecteur de vertex de STAR sont ainsi conçues pour fonctionner dans un environnement où la densité de particules est élevée tout en présentant peu de matière sur le passage des particules.

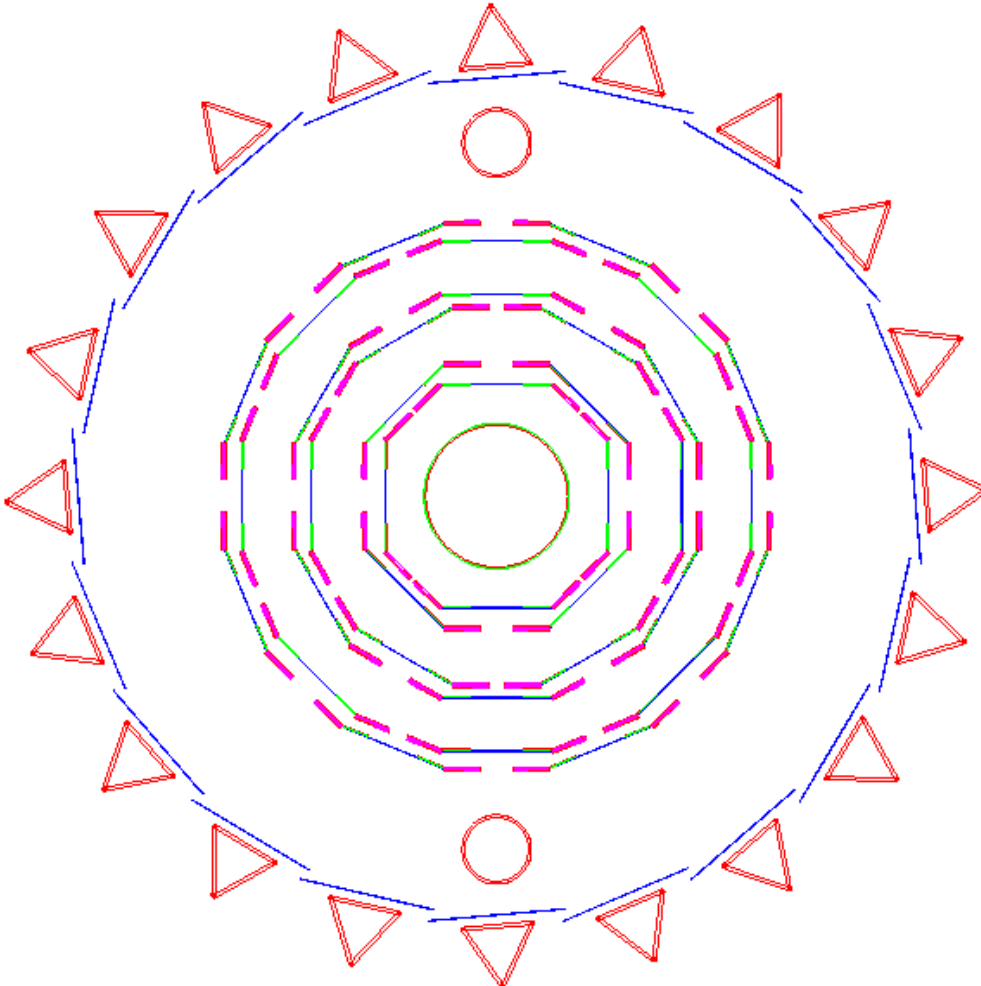


Figure 7.1 Le Silicon Vertex Tracker et le Silicon Strip Detector

Le détecteur de vertex de STAR était au départ uniquement conçu pour fonctionner avec les trois couches de détecteurs au silicium à dérive. L'ajout de la quatrième couche a été motivé par le fait qu'elle améliore de façon significative la reconstruction des résonances étranges et des particules de basse impulsion transverse [42].

L'ajout du SSD permet en effet de reconstruire les particules dont l'impulsion est trop faible pour atteindre la TPC avec quatre points au lieu de trois. La résolution en l'impulsion transverse des particules dont le p_T est inférieur à 200 MeV/c est alors améliorée de 15%.

Les baryons étranges et les K^0_s parcourent quelques centimètres avant de se désintégrer. Les caractéristiques des résonances qui peuvent être reconstruites dans le détecteur de vertex de STAR sont résumées dans le tableau 7.2. Deux particules sont considérées

comme issues d'une désintégration si leurs trajectoires se croisent à proximité l'une de l'autre, si ce croisement s'effectue suffisamment loin du vertex primaire et si la reconstruction de la masse invariante correspond à celle d'une résonance. Le principe de la reconstruction des baryons Λ dans le SVT seul et dans le SVT+SSD est illustré sur la figure 7.2. Les trajectoires reconstruites dans le détecteur de vertex doivent être formées par au moins trois points. Le SSD offre alors la possibilité de reconstruire les particules qui décroissent après la première couche de silicium à dérive et de compenser les éventuelles inefficacités de détection dans une des couche. Les simulations du détecteur de vertex ont montré que 44% du nombre total de Λ produits sont reconstruits avec le SVT seul alors que 73% le sont lorsque le SSD est aussi utilisé. Dans le cas des Ξ cette fraction passe de 13% à 36% et de 48% à 78% pour les K_s^0 [42].

	$c\tau$	Canal considéré	Rapport d'embranchement
K_s^0	2.68 cm	$\pi^- + \pi^+$	68.60%
Λ	7.89 cm	$\pi^- + p$	63.90%
$\bar{\Lambda}$	7.89 cm	$\pi^+ + \bar{p}$	63.90%
Ξ^-	4.91 cm	$\pi^- + \Lambda$	99.90%
$\bar{\Xi}^-$	4.91 cm	$\pi^+ + \bar{\Lambda}$	99.90%
Ω^-	2.46 cm	$K^- + \Lambda$	67.80%

Table 7.2 Caractéristiques des résonances reconstruites dans le détecteur de vertex de STAR

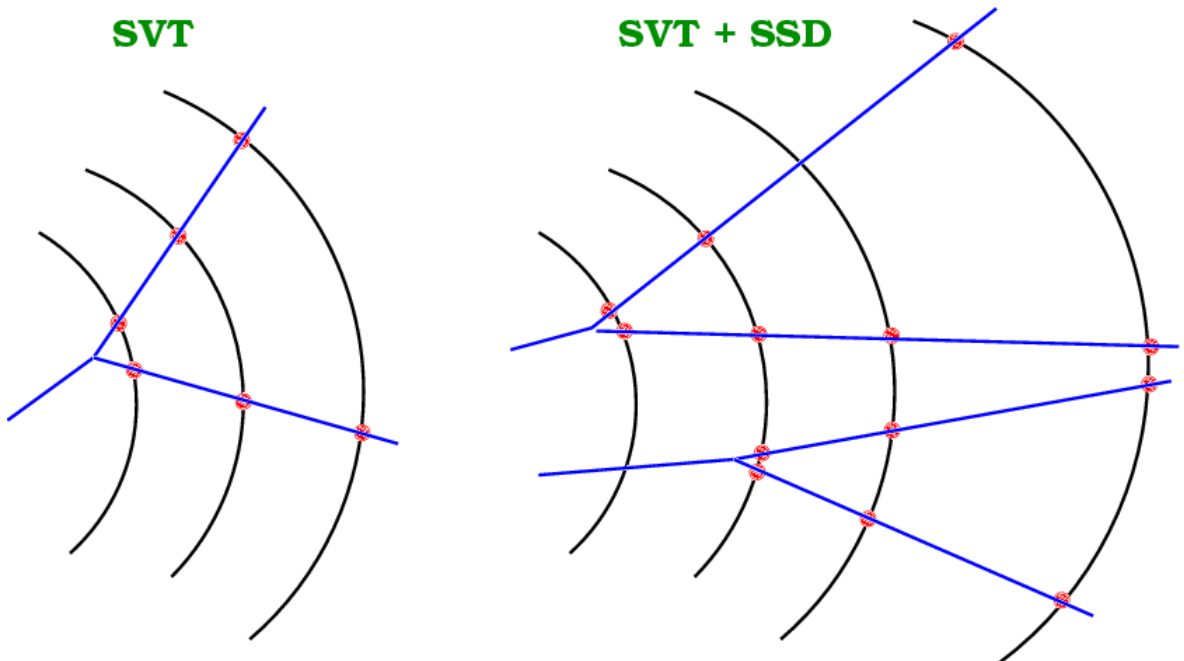


Figure 7.2 Principe de reconstruction des Λ dans le SVT et SVT+SSD

Le SSD améliore donc de façon significative les performances du détecteur de vertex de STAR. Il permet de reconstruire avec plus de précision les particules de faible impulsion transverse et d'améliorer la fraction de particules étranges reconstruites.

7.2 Design du SSD

Le SSD est situé à un rayon de 23 cm de l'axe du faisceau entre les trois couches de détecteurs au silicium à dérive et la chambre à projection temporelle. Il est constitué de deux demi tonneaux qui sont chacun constitué de 10 échelles. Elles sont matérialisées par des triangles sur la figure 7.1. Chaque échelle couvre ainsi un angle azimutal de 18° . Elles mesurent 950 mm de long. Une échelle est représentée sur la figure 7.3. L'acceptance du SSD couvre alors plus ou moins 1 en pseudo-rapacité. Seize modules de détections sont disposés par échelle. Une carte de conversion du signal analogique en signal numérique et une carte de lecture des signaux sont placées au bout de chaque échelle. La chaleur dissipée par les composants électroniques est évacuée grâce à un flux d'air. Cette technique permet de limiter la longueur de radiation comparée à la méthode classique de refroidissement avec de l'eau.

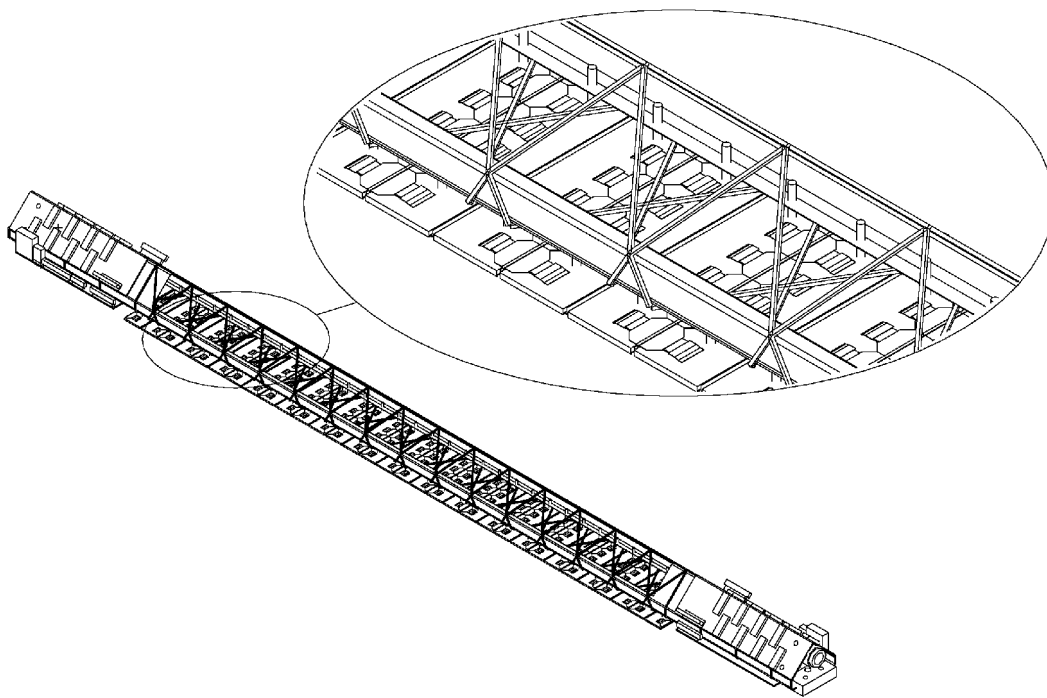


Figure 7.3 Schéma d'une échelle du SSD

7.3 Le module de détection

Les modules de détection sont composés d'un détecteur au silicium à micropistes et des circuits intégrés ALICE128C montés sur une carte hybride. Les différents éléments d'un module de détection sont représentés sur la figure 7.4.

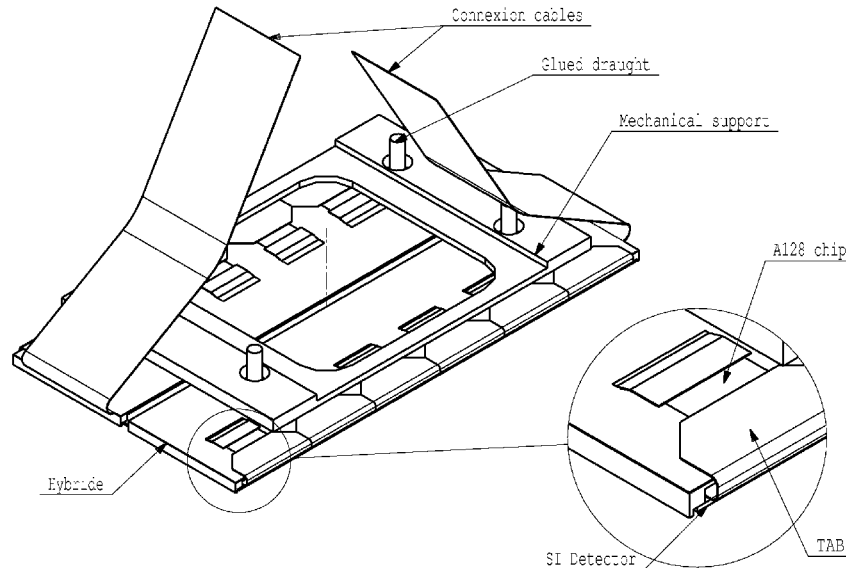


Figure 7.4 Module de détection du SSD

7.3.1 Détecteur au silicium à micropistes double face

Les caractéristiques géométriques des détecteurs au silicium à micropistes qui équiperont le SSD de STAR sont représentées sur la figure 7.5. Ces détecteurs ont été conçus, à l'origine, pour équiper les deux couches les plus externes de l'Inner Tracking System de l'expérience ALICE [43]. Ils en ont hérité la plupart des caractéristiques. Ils mesurent 42 mm de large et 74 mm de long. Les deux faces des détecteurs sont segmentées ce qui permet une mesure de position à deux dimensions. Les pistes de chaque côté forment un angle de 35 milliradians. Chaque face possède 768 pistes espacées de 95 μm . La résolution en position est alors de l'ordre de 15 μm en r/ϕ et 800 μm en z (direction parallèle au faisceau).

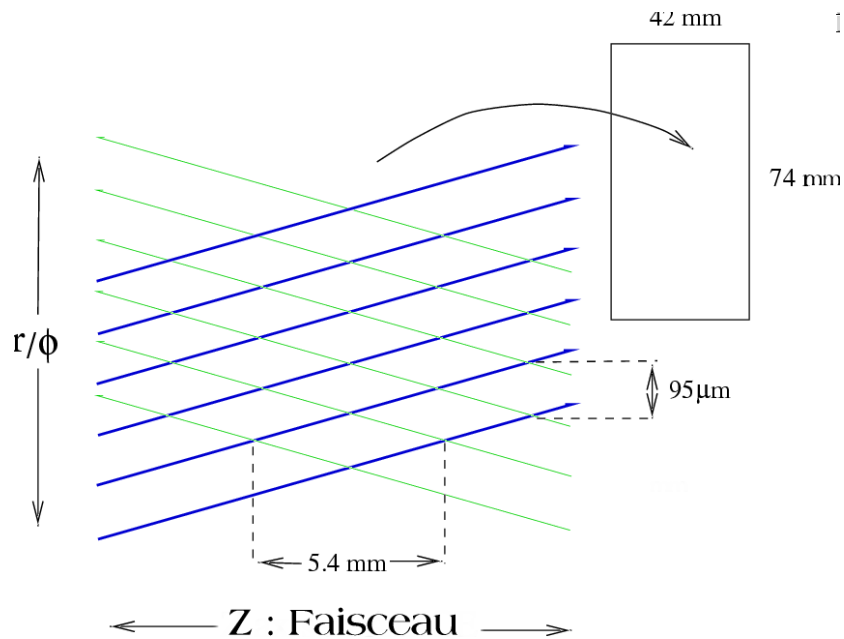


Figure 7.5 Caractéristiques géométriques d'un détecteur du SSD.

7.3.2 L'électronique de lecture

Les circuits intégrés ALICE128C assurent la préamplification et la mise en forme des signaux ainsi qu'une lecture séquentielle des voies analogiques. Ils ont été conçus spécifiquement pour être connectés aux détecteurs au silicium à micropistes qui équiperont les expériences STAR et ALICE. Ces amplificateurs ont les caractéristiques suivantes :

- Nombre de canaux : chaque puce ALICE128C possède 128 canaux, c'est-à-dire qu'une puce est connectée à 128 pistes. Douze ALICE128C sont donc nécessaires à la lecture de l'ensemble des pistes d'un détecteur. Les 6 puces utilisées pour la lecture d'une face sont collées ensemble sur un plan de kapton pour former un hybride.
- Gamme dynamique : 300 000 électrons ce qui correspond à environ 10 fois ce que crée une particule au minimum d'ionisation. Cette gamme permet de mesurer l'énergie déposée par des particules très ionisantes.
- Bruit : de l'ordre de 500 équivalents électrons pour un canal connecté à une piste du détecteur.
- Temps de mise en forme du signal : le signal atteint son maximum entre 1.4 et 1.8 μ s après le passage de la particule. Ce temps est ajusté au système de lecture que nous détaillerons dans le paragraphe suivant.
- Énergie dissipée : 4.1 watt par demi échelle ce qui correspond à 128 ALICE128C. Cette énergie a été minimisée afin de faciliter le refroidissement.

La connexion de l'électronique de lecture au détecteur présente un déficit technologique important. En effet au total, il est nécessaire de réaliser de l'ordre du million de connexions. La technologie du TAB (Tape Automated Bonding) a été choisie pour réaliser ces connexions. Elle est basée sur l'utilisation de micro-câbles de kapton sur lesquels sont déposées des pistes de cuivre ou d'aluminium. La réalisation des connexions peut alors être automatisée car les câbles sont conçus pour s'ajuster exactement sur les plots de soudure. Lors d'une micro-soudure classique la position de chaque fil de connexion doit être ajustée automatiquement ou manuellement. Le TAB permet alors de réduire l'investissement humain nécessaire à la réalisation des connexions.

7.4 Système de lecture

L'ensemble des systèmes de lecture, de contrôle et de déclenchement est représenté sur la figure 7.6. Un sous système ("Subsystem") se compose de modules de détection ainsi que d'une carte de contrôle et d'une carte de conversion du signal analogique en signal digital (ADC). Un sous système est représenté sur la figure 7.7. La conversion s'effectue sur 10 bits. Une compression en 8 bits est ensuite appliquée avant d'enregistrer les données. Cette compression est imposée par le fait que le SSD réutilise le système d'acquisition des données développé pour la TPC. Ce détecteur produit en effet un volume très important de données qu'il est nécessaire de réduire au maximum. Dans le cas du SSD, cette compression n'est en principe pas nécessaire. Un choix judicieux de la fonction de compression permet cependant de conserver une bonne résolution en énergie sur toute la gamme dynamique.

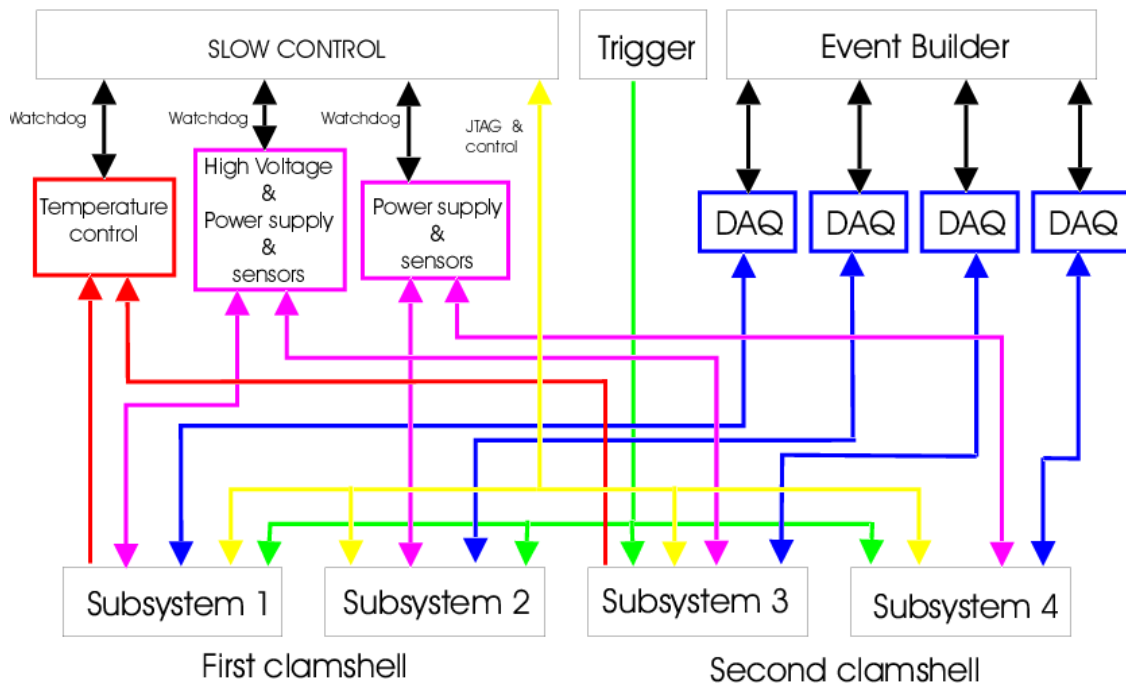


Figure 7.6 Principe du système électrique du SSD

Lorsqu'un événement doit être enregistré un signal de déclenchement (trigger) est envoyé au SSD. Il est suivi d'un signal de "Hold" qui entraîne le stockage des amplitudes sur tous les canaux électroniques. Le temps qui sépare les signaux de "trigger" et de "hold" est ajusté afin de correspondre au temps de montée des amplificateurs (de 1.4 à 1.8 μ s). Les canaux sont ensuite lus séquentiellement avant la conversion du signal analogique en signal numérique sur les cartes ADC qui se trouvent en bout d'échelle.

Ces valeurs numériques sont traitées par le système d'acquisition des données (DAQ) qui supprime les pistes qui n'ont pas détecté le passage d'une particule. Cette sélection est basée sur la comparaison du signal de la piste avec son bruit. Seules les pistes qui ont mesuré un signal dont l'amplitude est significativement supérieure au bruit sont conservées.

Le système de contrôle permet de surveiller le comportement des détecteurs et de piloter les différents paramètres qui régissent le fonctionnement des détecteurs. En particulier il est nécessaire d'avoir accès aux sources de tension de polarisation et d'alimentation de l'électronique. Le comportement de chaque hybride et, en particulier, sa température est contrôlé grâce à un circuit intégré appelé "costar" dessiné au LEPSI (C.Colledani).

Le système de lecture du SSD est actuellement en cours de développement. Les modules de détection ont été étudiés à travers plusieurs prototypes. Nous allons détailler notre contribution à cette étude dans le chapitre 9. Avant cela, nous allons présenter le principe de fonctionnement des détecteurs au silicium à micropistes.

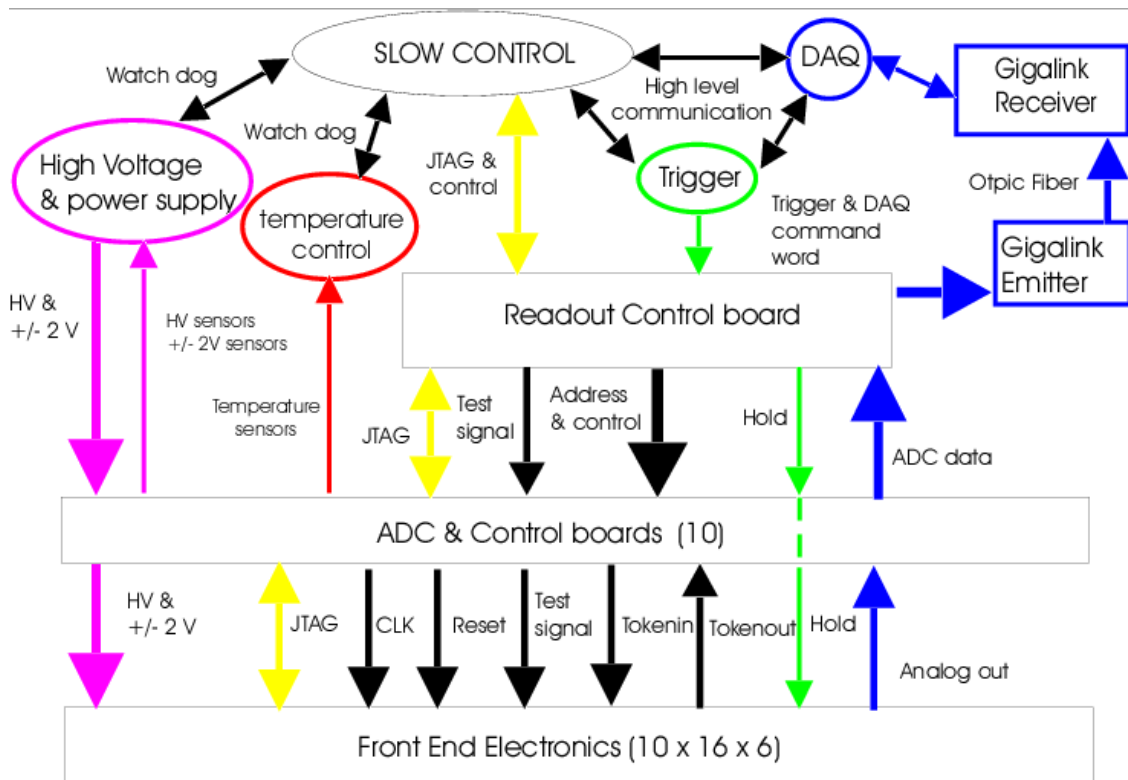


Figure 7.7 Principe de fonctionnement d'un sous système du SSD

8 Les détecteurs au silicium à micropistes

Des détecteurs au silicium à micropistes double-face équiperont le SSD de l'expérience STAR. Dans ce chapitre, nous allons préciser les principes de fonctionnement de ce type de détecteurs. Après une présentation générale, nous détaillerons certains phénomènes particuliers qui doivent être pris en compte pour caractériser les modules de détection du SSD.

8.1 Principe

8.1.1 Notions de base sur les semi-conducteurs

8.1.1.1 Les semi-conducteurs

Dans les solides, la structure en couches des atomes est modifiée à cause de la superposition des fonctions d'onde des électrons. Un cristal est alors décrit par une structure en bandes (figure 8.1). La bande de valence contient les électrons liés aux atomes du cristal alors que la bande de conduction est peuplée par les électrons libres, qui ne sont plus associés à un atome en particulier et peuvent donc se déplacer et former un signal électrique. La différence d'énergie (E_g) entre la bande de valence et la bande de conduction correspond à l'énergie nécessaire pour créer un électron libre. La bande de valence des matériaux conducteurs n'est pas complètement saturée d'électrons. Elle est située dans la bande de conduction ; l'énergie E_g est alors nulle. Elle est supérieure à zéro dans le cas des semi-conducteurs et des isolants, ces deux types de matériaux se différenciant par la largeur de leur bande interdite. Elle est de l'ordre de 1 eV pour les semi-conducteurs et supérieure à 5 eV pour les isolants (pour le silicium, $E_g = 1.1$ eV à température ambiante).

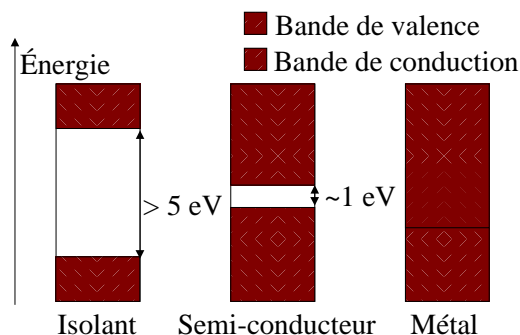


Figure 8.1 Structure en bandes des solides

Dans le cas d'un matériau semi-conducteur, l'agitation thermique à température ambiante est suffisante pour permettre à quelques électrons de passer de la bande de valence à la bande de conduction. Ils laissent alors vacants des sites atomiques appelés trous qui peuvent être considérés comme des porteurs de charge libres à l'instar des électrons dans la bande de conduction. En effet, un trou peut être facilement comblé par un électron de la bande de valence issu d'un atome voisin. Ce phénomène peut se répéter de proche en proche et les trous peuvent ainsi se déplacer à l'intérieur du cristal de silicium. Il existe donc deux types de porteurs de charge dans les semi-conducteurs : les électrons présents dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence. A 300K, dans le silicium,

de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{10}$ porteurs de charge libres sont présents par cm^3 . Ce nombre est très faible par rapport au $1.5 \cdot 10^{22}$ atomes de silicium par cm^3 .

8.1.1.2 Le dopage

Le nombre de porteurs de charge libres présents dans un cristal de silicium peut être modifié grâce à la technique du dopage. Elle consiste à ajouter au silicium des atomes d'impureté dont l'énergie nécessaire à la formation d'électrons libres (site donneur) ou de trous (site accepteur) est faible. Le silicium est un atome tétra-valent c'est-à-dire qu'il possède quatre électrons dans sa bande de valence. Une impureté est un atome penta-valent (donneur) ou tri-valent (accepteur) qui prend la place d'un atome de silicium et crée un porteur de charge libre. Les concentrations des trous et des électrons libres ne sont alors plus égales lorsque le cristal est dopé. La présence d'impuretés entraîne la formation d'un excès d'un type de porteurs par rapport à l'autre. Le silicium est qualifié de type p (respectivement n) s'il est dopé de manière à présenter un excès d'électrons libres (respectivement de trous). Les qualificatifs p+ et n+ sont utilisés lorsqu'il est fortement dopé.

8.1.1.3 La jonction pn

Le dopage peut être réalisé sélectivement sur différentes régions d'un même substrat de silicium : une partie du cristal peut être dopé p et une autre n. Les deux types de silicium p et n peuvent être ainsi mis en contact. Comme ils présentent des concentrations de porteurs libres très différentes, un phénomène de diffusion se met en place : les électrons en excès du côté p migrent vers le côté n alors que les trous se déplacent en sens opposé. Ce mouvement des porteurs tend à équilibrer la concentration de chaque type de porteur libre. Les électrons qui quittent le côté p et les trous le côté n, ne sont pas remplacés ce qui entraîne la formation d'une charge d'espace. Celle-ci génère alors un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs de charge libres. Un équilibre s'établit lorsque le courant induit par ce champ compense celui dû à la diffusion. Dans la région proche de l'interface entre les côtés p et n, aucune charge libre n'est plus présente. Une jonction pn dont le principe est représenté sur la figure 8.2 est alors formée.

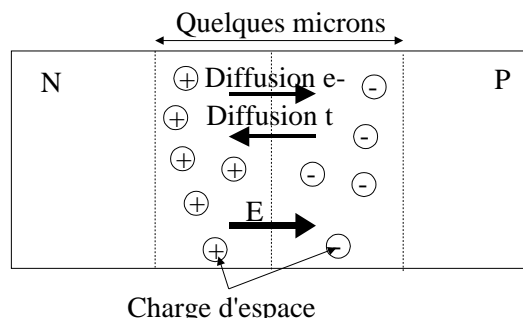


Figure 8.2 Principe de la jonction pn

8.1.2 Principe de fonctionnement des détecteurs semi-conducteurs

Lorsqu'une particule traverse un matériau, elle perd de l'énergie par ionisation. Le signal électrique associé au déplacement des électrons libres et des trous qu'elle a générés permet de détecter son passage. En particulier, lorsqu'une particule traverse du silicium elle crée

environ 80 paires électron-trou par micron. En général, des substrats de silicium de 300 microns d'épaisseur sont utilisés car cette taille correspond au standard de l'industrie. Une particule au minimum d'ionisation génère alors environ 25000 paires électron-trou ce qui est aisément détectable avec les électroniques de lecture actuelles dont le bruit reste inférieur à 1000 équivalent électron.

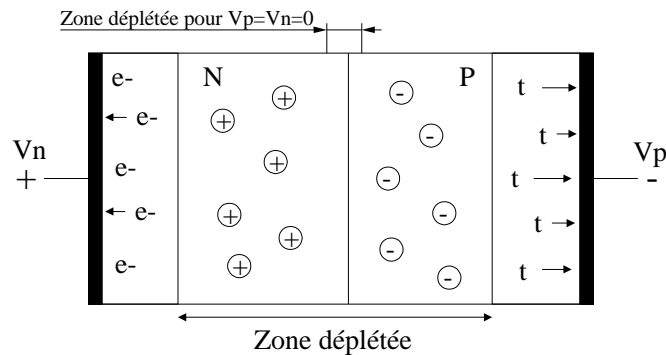


Figure 8.3 Principe de fonctionnement d'une jonction pn polarisée

Cependant, la zone désertée, c'est à dire sans charge libre, créée par la jonction pn ne s'étend que sur une distance de quelques microns. Il est donc nécessaire d'en augmenter sa taille pour assurer une bonne collection des charges créées par une particule. La largeur de déplétion est augmentée en appliquant une différence de potentiel positive $V_n - V_p$ (figure 8.3) car le champ électrique extérieur force les porteurs majoritaires, trous du côté n et électrons du côté p, à migrer en direction opposée à la jonction. Ainsi, si la tension est suffisante, le substrat peut être entièrement déserté.

Généralement, pour construire un détecteur, une couche de l'ordre de 1 micron d'épaisseur, fortement dopée p+ (respectivement n+) est implantée sur un substrat de 300 microns, dopé n (respectivement p). Une tension de polarisation est appliquée pour déserrer l'ensemble des 300 microns du substrat. La différence de concentration en porteurs entre les deux types de silicium permet de maintenir l'équilibre de la jonction.

La charge déposée par le passage d'une particule peut être mesurée en connectant les côtés p ou (et) n à un amplificateur qui produira un signal mesurable. Cependant, il existe un courant de fuite entre les côtés p et n qui introduit du bruit dans l'amplificateur. Afin de découpler ce courant et d'isoler la source de tension de polarisation de l'électronique de lecture, le signal est généralement lu par couplage capacitif. Le principe de ce couplage est représenté sur la figure 8.4. Une couche de quelques microns d'épaisseur de dioxyde de silicium est déposée à la surface du substrat de silicium. Elle est elle même recouverte par une couche d'aluminium. La capacité entre l'aluminium et l'implantation p+ (ou n+) est importante. Les implantations p+ et n+ sont connectées au générateur de tension de polarisation à travers des impédances importantes afin de forcer la majeure partie du courant à être induit sur l'aluminium.

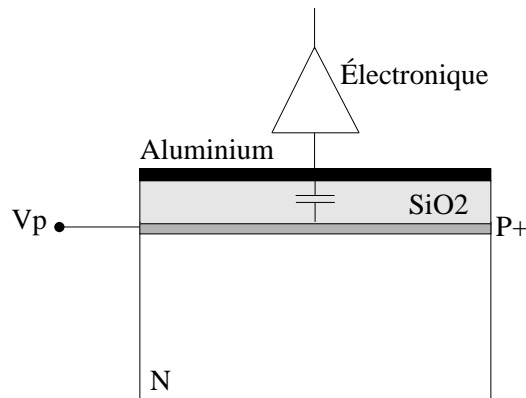


Figure 8.4 Couplage capacitif entre silicium p+ et aluminium

Le détecteur que nous avons présenté jusqu'à présent correspond à une diode. La figure 8.5 résume les principes de fonctionnement que nous avons rappelés. Le passage d'une particule et l'énergie qu'elle dépose peuvent être détectés dans ce type de détecteur, mais il n'est pas possible de localiser la position à laquelle elle a traversé le substrat. Les détecteurs à micropistes ont été conçus pour réaliser une telle mesure.

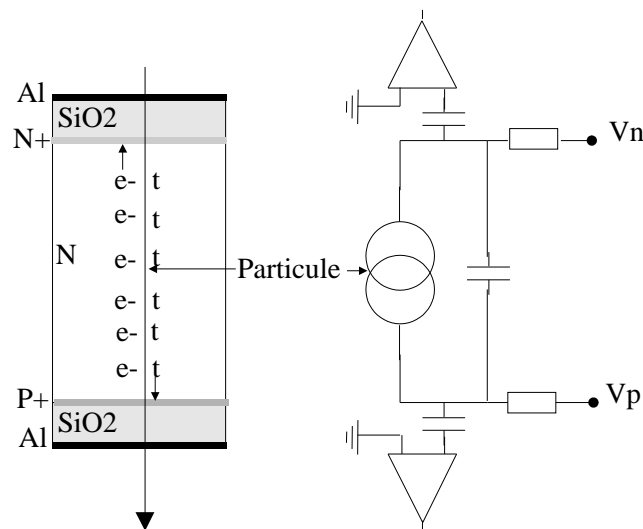


Figure 8.5 Schéma de principe d'une diode pn

8.1.3 Les détecteurs au silicium à micropistes

Afin de mesurer le point de passage des particules, le dopage n'est pas réalisé uniformément à la surface du détecteur. Seul le substrat est intégralement dopé p ou n. Dans le cas d'un substrat de type n, l'implantation du type p+ est réalisée de manière à former des pistes. Chaque piste est reliée à une voie d'électronique de lecture. La position d'une particule est déterminée en identifiant la ou les pistes qui ont mesuré un signal lié à l'ionisation qu'elle a généré. La distance entre deux pistes varie en général de 10 à 200 microns. Dans le cas du SSD, la distance inter-piste est égale à 95 microns et les pistes mesurent 4 cm de long.

Il est possible de ne pas connecter toutes les pistes à des voies d'électronique tout en

conservant une résolution en position comparable. En effet si une piste de silicium n'a pas de connexion à la masse à travers un amplificateur, elle induit du signal sur les pistes voisines. Le point de passage de la particule peut être calculé précisément en prenant en compte le signal induit à gauche et à droite par les pistes flottantes c'est à dire non connectées à la masse. Cette méthode n'a pas été retenue dans le cadre des détecteurs de l'expérience STAR car elle augmente le nombre moyen de pistes touchées. En effet, dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes un grand nombre de particules sont susceptibles de traverser un détecteur dans un même événement. Il est alors important de minimiser le nombre de pistes touchées par une particule afin de limiter le nombre de cas où deux particules touchent les mêmes pistes.

Pour obtenir une mesure de position à deux dimensions les détecteurs sont segmentés de chaque côté. Dans le cas d'un substrat de type n, des pistes dopées p+ et n+ sont implantées afin d'assurer la collection des trous et des électrons. Le principe de fonctionnement d'un détecteur au silicium à micropistes double face est représenté sur la figure 8.6. Sur cette figure nous avons indiqué la présence de implants appelées "p stop" qui sont utilisées afin d'éviter qu'un contact électrique ne s'établisse entre les pistes n+. En effet le dioxyde de silicium tend à attirer des électrons du substrat à sa surface car il possède un léger excès d'ions positifs. En s'accumulant entre les pistes n+, les électrons forment une fine couche conductrice. Afin d'éviter un tel phénomène, une implantation p+ est réalisée entre les pistes n+ afin de repousser les électrons ce qui a pour conséquence d'augmenter la capacité inter-piste.

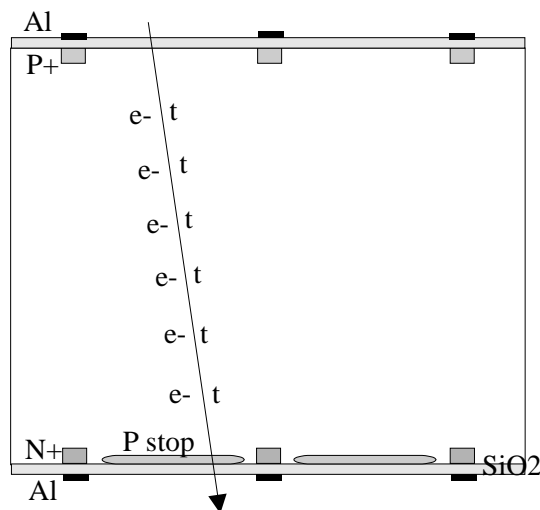


Figure 8.6 Principe de fonctionnement d'un détecteur au silicium double face

Un angle de 90° entre les pistes n+ et p+ doit être utilisé afin d'obtenir la meilleure résolution en position à deux dimensions possible. Cependant, dans ce cas, toutes les pistes p+ croisent toutes les pistes n+. Lorsque deux particules traversent le même détecteur il existe alors deux possibilités pour associer les pistes n+ et p+ entre elles. Les ambiguïtés possibles sont représentés sur la figure 8.7 dans le cas où les pistes p et n forment un angle petit. Il est nécessaire de lever ces ambiguïtés en comparant les charges mesurées sur les côtés p et n ou en utilisant les informations sur les points d'impact reconstruits par

trajectographie dans d'autres détecteurs. Cependant, afin de limiter ce type d'ambiguïté, un angle de 35 milliradians a été retenu pour les modules de détection du SSD.

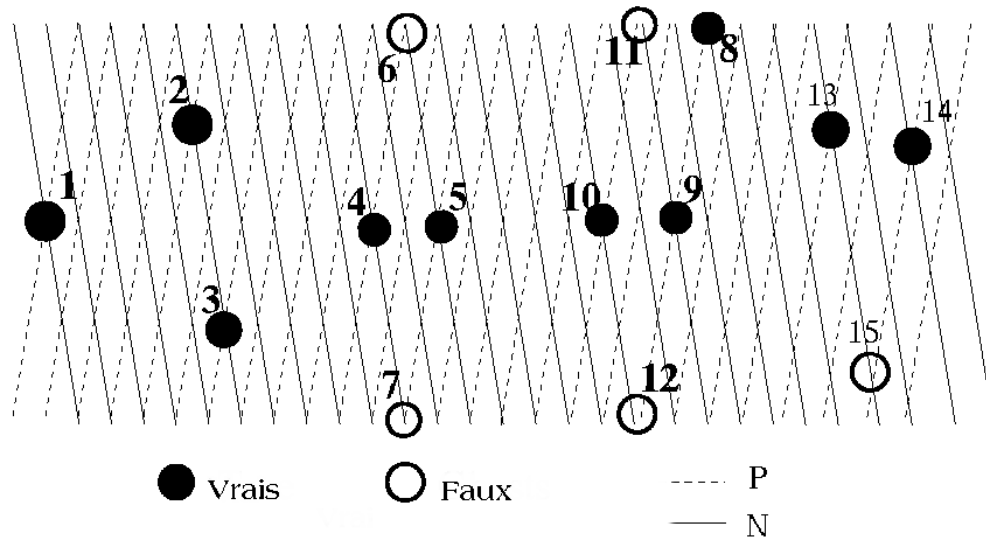


Figure 8.7 Ambiguïtés lors de l'association des mesures des côtés p et n . Point 1 non ambigu. Points 2 et 3 reconstruit comme un seul du côté n . Ambiguïtés à deux points : les points 4 et 5 peuvent aussi être reconstruits aux positions 6 et 7.

Dans la suite de ce chapitre nous allons détailler certains phénomènes qui régissent le fonctionnement d'un détecteur au silicium à micropistes. Nous nous concentrerons sur ceux qui ont un impact sur le fonctionnement des détecteurs utilisés dans l'expérience STAR.

8.2 L'ionisation

La valeur la plus probable de l'énergie perdue dans un substrat de silicium de 300 microns lors du passage d'une particule au minimum d'ionisation est de l'ordre de 90 keV. Un peu moins de 25000 paires électron-trou sont créées, l'énergie nécessaire à la création d'une seule paire étant égale à 3.62 eV (à 300 K). L'amplitude du signal électrique généré par ces paires est détectable directement ce qui est un avantage important par rapport aux détecteurs gazeux.

La connaissance de l'énergie moyenne déposée dans le silicium n'est pas suffisante. En effet, la mesure de la perte d'énergie est utilisée pour identifier les particules ce qui nécessite la connaissance de ses fluctuations. Il est donc nécessaire d'étudier la variation spatiale de l'ionisation dans le silicium.

8.2.1 Distribution du dépôt d'énergie

Les particules perdent de l'énergie en interagissant avec les atomes de silicium. Ces interactions sont directement reliées à la structure des couches atomiques du silicium. En effet, l'énergie nécessaire à l'arrachement d'un électron d'un atome est dépendante de la couche sur laquelle il se trouve. La section efficace différentielle $\sigma(E)$ représente la probabilité pour une particule de perdre une énergie E en interagissant avec un seul atome. Elle peut être calculée à l'aide de la méthode GOS (Generalised Oscillator Strength) [44] dont le principe est de considérer les processus de photo-absorption afin de prendre en compte les interactions avec les couches atomiques M,L et K. La section efficace différentielle ainsi calculée pour des pions de 45 GeV/c est représentée sur la figure 8.8 où

les trois pics qui apparaissent correspondent aux trois couches atomiques M, L et K.

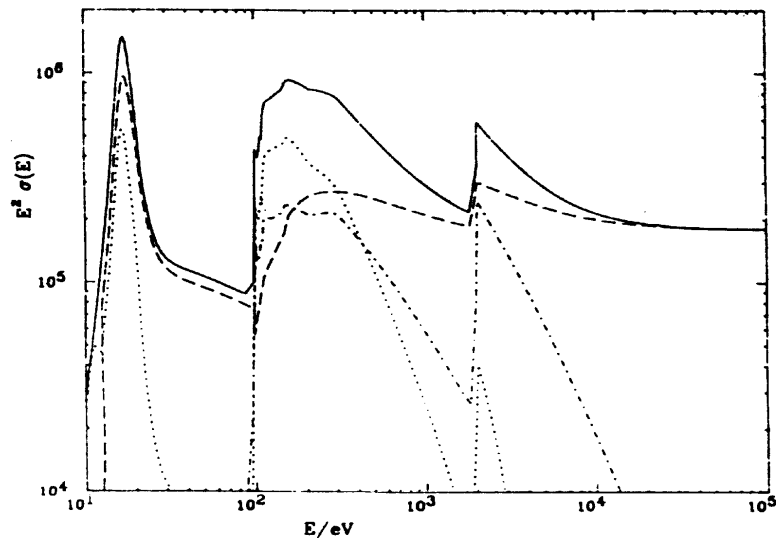


Figure 8.8 Section efficace de la perte d'énergie de pions de 45 GeV dans le silicium, lors d'une collision unique

Les quantités suivantes peuvent être calculées à partir de la section efficace différentielle en connaissant la densité dans un substrat de silicium :

- Nombre moyen de collisions = $3.82 \mu\text{m}^{-1}$
- Perte d'énergie moyenne = $533 \text{ eV}/\mu\text{m}$

La section efficace différentielle a une forme très irrégulière car les énergies des différentes couches atomiques apparaissent. Toutefois, dans les détecteurs au silicium de plusieurs centaines de microns d'épaisseur, il est inutile de s'intéresser à l'énergie déposée dans une collision unique. Il est suffisant d'échantillonner l'ionisation sur des distances de quelques microns qui correspondent à quelques dizaines de collisions. La distribution de l'énergie déposée sur de telles distances prend alors une forme similaire à celles représentées sur la figure 8.9 qui sont des distributions de Landau. Dans STAR, pour les simulations de détecteurs, l'algorithme de photo-absorption PAI inclus dans le programme GEANT, est utilisé pour calculer la perte d'énergie. Cet algorithme prend en compte la section efficace différentielle et est en bon accord avec les données [45]. La distribution de la perte d'énergie est ainsi simulée avec une bonne précision.

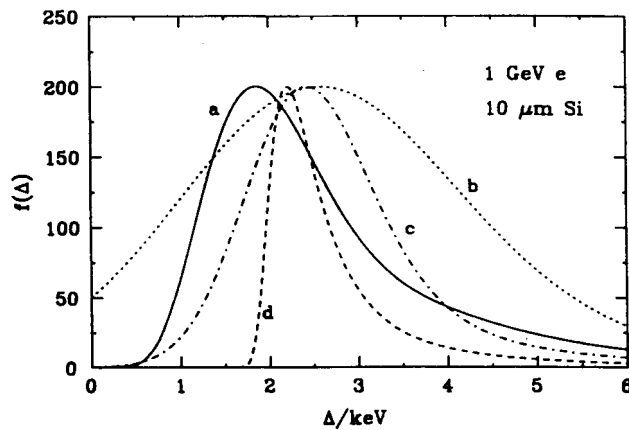


Figure 8.9 Distribution typique du dépôt d'énergie sur une épaisseur de quelques microns. Respectivement fonctions de Shulek, Vavilov et Bichsel.

8.2.2 Distribution spatiale de l'ionisation

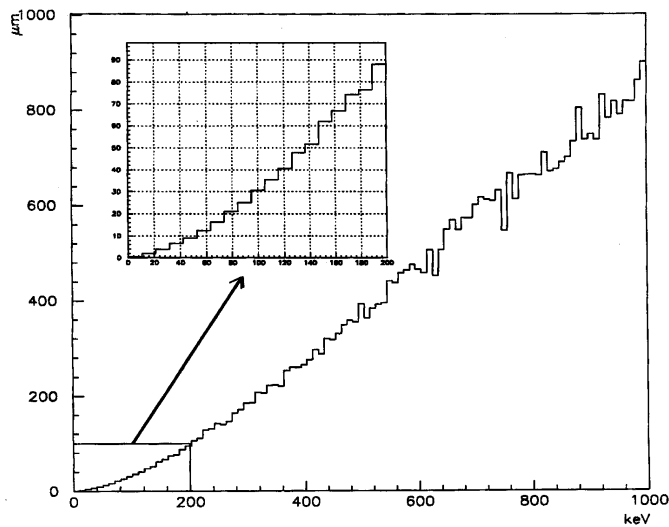


Figure 8.10 Parcours moyen des électrons dans le silicium en fonction de leur énergie.

L'énergie déposée par une particule lors de sa traversée du substrat de silicium est calculable précisément. Cependant, l'énergie n'est pas déposée uniformément dans le silicium. Chaque interaction d'une particule avec un atome entraîne l'arrachement d'un électron d'une couche atomique. Lorsque l'énergie transférée de la particule à l'atome est importante, cet électron va ioniser à son tour d'autres atomes parcourant ainsi une certaine distance dans le silicium avant d'avoir perdu toute son énergie. La zone où des paires électron-trous sont créées s'étend ainsi autour du point de passage de la particule. Sur la figure 8.10, la distance parcourue par les électrons dans le silicium est représentée [46] : lorsque les électrons ont une énergie supérieure à 50 keV, ils parcourent des distances supérieures à 10 microns dans le silicium. Dans ce cas, la mesure du point de passage de la particule devient très imprécise. Cependant, les particules produites dans les collisions Au+Au à 200 GeV sont principalement des pions d'énergie inférieure à 1 GeV qui génèrent

peu d'électrons d'ionisation de grande énergie. Les événements où l'ionisation est déposée sur des distances importantes seront donc rares. De plus, ils peuvent être repérés car ils sont associés à un dépôt d'énergie totale important.

8.3 Collection des charges sur les pistes

Les charges créés par le passage d'une particule sont collectées sur chaque face du détecteur sous l'effet du champ créé par la jonction pn et la tension de polarisation. Dans ce paragraphe, nous allons présenter les caractéristiques de ce champ et étudier la mobilité des porteurs ainsi que leur diffusion.

8.3.1 Champ de dérive

Nous avons calculé le champ qui règne dans le silicium sur un cas simple : un détecteur simple face de type n, de 300 microns d'épaisseur et dont la distance inter-piste est de 95 microns. Le code de calcul est issu des travaux présentés dans [47]. Les résultats de ce calcul sont illustrés sur la figure 8.11. L'amplitude du champ de dérive est représentée ainsi que les trajectoires que suivraient des trous créés au voisinage du côté n. L'amplitude du champ est maximale au voisinage de la piste p au niveau de la jonction puis elle décroît linéairement jusqu'au côté n. Le champ est toujours supérieur à zéro ce qui indique que le substrat est entièrement déserté. La tension de polarisation est en effet égale à 50V alors que la tension de désertion est égale à 28V.

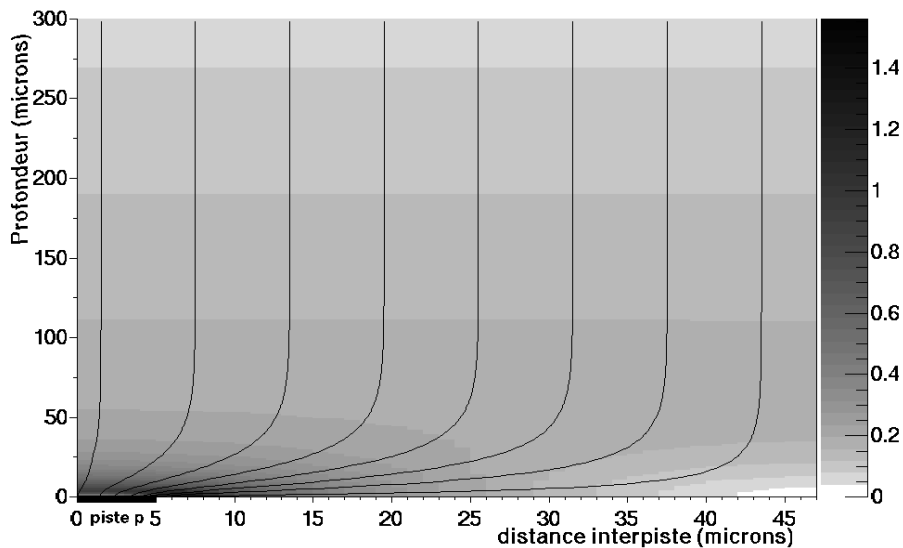


Figure 8.11 Amplitude du champ de dérive dans un détecteur au silicium à micropistes simple face (profondeur : 300 μm et distance inter-piste : 95 μm). Les trajectoires de trous ont été représentées à titre d'exemple.

Les trajectoires des porteurs sont focalisées vers la piste p lorsqu'ils atteignent une profondeur d'environ 30 microns. La concentration des lignes de champ entraîne une augmentation de l'amplitude du champ. Il est aussi intéressant de remarquer que dans le cas d'un détecteur double face, le champ est défocalisant pendant environ 30 microns pour les porteurs de charges créés au voisinage d'un des côtés mais qui sont collectés sur la face opposée.

8.3.2 Mobilité et temps de collection

Les porteurs de charge vont être accélérés sous l'effet du champ qui règne dans le substrat. Cependant, cette accélération est très vite limitée car ils subissent de multiples collisions avec les atomes du cristal. Leur vitesse atteint rapidement une valeur de saturation qui s'exprime par la relation : $\vec{v} = \mu \vec{E}$ où μ est la mobilité des porteurs. A 300K, dans la région où le champ varie linéairement, $\mu_{\text{electron}} = 1350 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et $\mu_{\text{trou}} = 480 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. La vitesse de transport des porteurs varie au long de leur parcours en fonction du champ électrique : elle est minimale au voisinage du côté n et maximale au niveau de la jonction pn. Dans le cas d'un détecteur au silicium double face, la focalisation du champ vers les pistes n+ entraîne une augmentation de la vitesse à leur abord.

La distribution du temps de collection des trous et des électrons repartis uniformément tous les microns dans le détecteur est représentée sur la figure 8.12. Ces temps sont calculés à partir du champ présenté au paragraphe 8.3.1. Les électrons sont collectés en moyenne un peu moins de trois fois plus vite que les trous. La structure du champ électrique fort au voisinage du point de collection des trous et faible au voisinage du point de collection des électrons explique la structure des distributions.

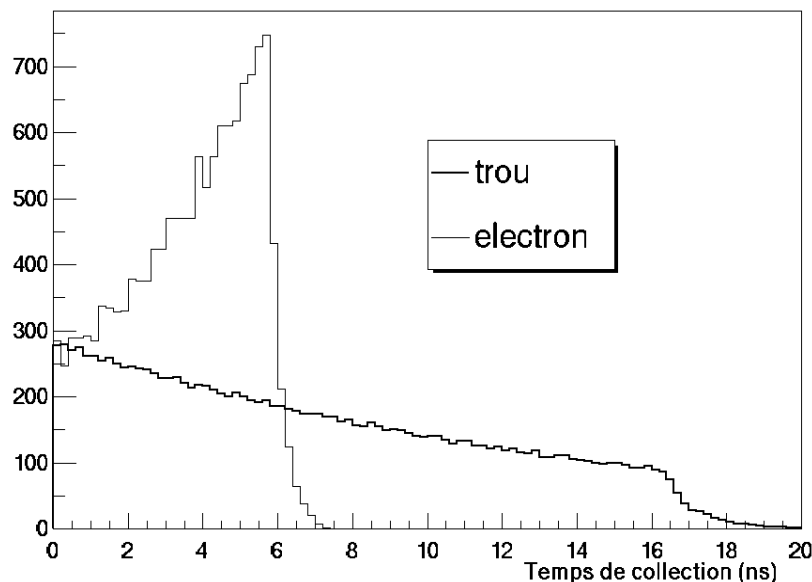


Figure 8.12 Distribution du temps de collection d'électrons et de trous repartis uniformément dans le substrat

Les porteurs ont une probabilité finie de recombinaison qui dépend du temps qu'ils passent dans le silicium. Cependant leur durée de vie est de l'ordre de 1 ms, ce qui est beaucoup plus que les temps de collection.

8.3.3 Diffusion des porteurs

Même en l'absence de champ électrique, les porteurs sont soumis à un mouvement aléatoire de diffusion. Il peut être modélisé par une distribution gaussienne dont la largeur est donnée par : $\sigma = \sqrt{2Dt}$ où D est le coefficient de diffusion d'Einstein : $D = \mu kT / e$.

Avec $|\vec{v}| = dl/dt = \mu |\vec{E}| = \mu E$, la diffusion pendant un intervalle de temps dt peut

s'écrire en fonction de la distance parcourue : $\sigma = \sqrt{2 D t} = \sqrt{2 \frac{kT}{e} \frac{dl}{E}}$

La mobilité n'intervient pas dans cette dernière expression de la diffusion des porteurs se déplaçant dans le silicium sous l'effet d'un champ de dérive car elle est la même pour les électrons et les trous. Cependant, les trous devraient en moyenne moins diffuser que les électrons car ils doivent tous traverser la zone où le champ est maximal au voisinage de la jonction. La diffusion est fonction uniquement de la tension de polarisation et de la température. Elle a un impact important sur le partage de la charge entre les pistes situées à proximité du point de passage des particules. Pour illustrer l'effet de la diffusion, nous avons représenté sur la figure 8.13, les trajectoires de trous créés à proximité du côté n en prenant en compte la diffusion.

La diffusion permet à un porteur de charge d'atteindre une piste différente de celle qu'il aurait rejointe en suivant la ligne de champ sur laquelle il a été créé. C'est un phénomène important dans notre étude du partage de charge entre pistes. Cependant, la diffusion n'a un impact que sur les porteurs de charge qui passent sur des lignes de champ menant à une autre piste que celle qu'ils auraient dû atteindre sous l'effet du champ seulement. Dans le cadre de l'étude du partage de charge, il est alors inutile de considérer la diffusion lorsque les porteurs de charges dérivent parallèlement à la surface du détecteur.

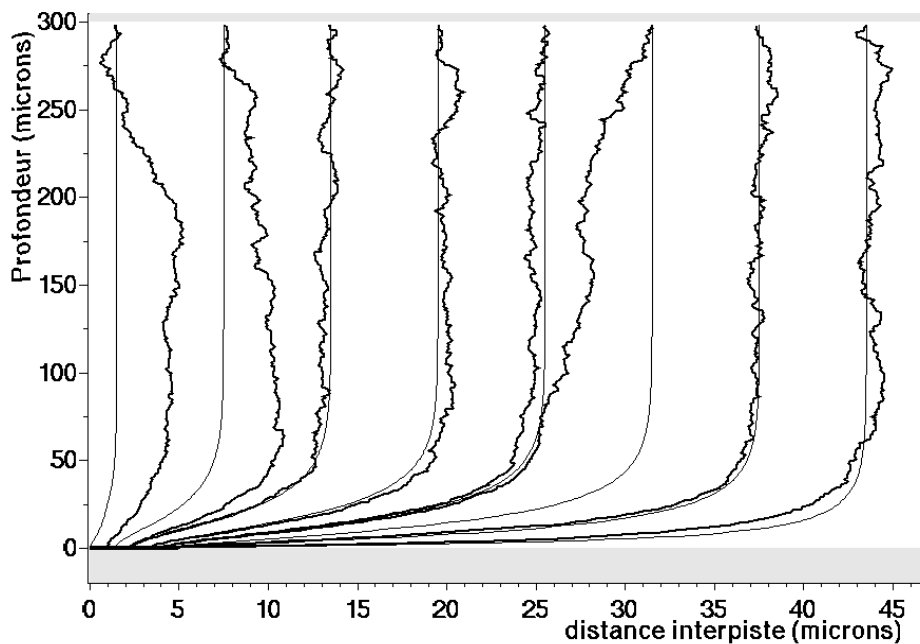


Figure 8.13 Trajectoire de trous générés à proximité du côté n. Trait gras : avec diffusion. Trait normal : sans diffusion

Dans notre étude, nous n'avons considéré que la valeur moyenne de la diffusion d'un porteur créé en (u, z) s'écrit :

$$\begin{aligned} \text{Si } z > z_0 \quad \sigma_{diff}(u, z) &= 0 \\ \text{Sinon } \sigma_{diff}(u, z)^2 &= \frac{\int_z^{z_0} 2 D t(l) dl}{z_0 - z} \end{aligned}$$

avec u la direction parallèle à la surface du détecteur et z la profondeur. z_0 est défini comme la profondeur à laquelle les charges commencent à dériver parallèlement à la surface du détecteur.

Nous modéliserons le partage de charge au paragraphe 9.3 en considérant la diffusion moyenne ainsi calculée. Un second phénomène important dans le cadre de cette étude est le partage de charge par induction capacitive de courant.

8.4 Couplage capacitif

Nous allons distinguer deux types de couplages capacitifs : l'un s'effectue pendant la dérive des porteurs, l'autre une fois qu'ils ont été collectés par une piste donnée.

8.4.1 Induction de courant pendant la dérive

8.4.1.1 Théorème de Ramo

Lors de leur parcours à travers le silicium, les porteurs de charges induisent un courant sur chacune des électrodes à proximité. Ce phénomène peut être calculé en appliquant le théorème de Ramo qui stipule que le courant induit sur une piste m s'écrit [48]:

$$i_m = q \vec{E} \vec{w}_m \cdot \vec{v} \quad \text{avec :}$$

$\vec{E} \vec{w}_m$ le champ de pondération de la piste considérée

\vec{v} la vitesse du porteur

Le champ de pondération est calculé en plaçant une tension de 1V sur l'électrode considérée et de 0V partout ailleurs. La charge d'espace n'est pas prise en compte. Ce champ représente le couplage capacitif entre une électrode et chaque point du substrat. La démonstration de l'applicabilité du théorème de Ramo au cas des semi-conducteurs est donnée en [49].

Si on s'intéresse à la charge induite sur une piste par un porteur de charge q dérivant du point $p1$ au point $p2$, on a :

$$Q_m = \int_{p1}^{p2} i_m dt = q \int_{p1}^{p2} \vec{E} \vec{w}_m \cdot \vec{v} dt = q \int_{p1}^{p2} \vec{E} \vec{w}_m \cdot \vec{dl} \quad \text{avec} \quad \vec{v} = \vec{dl} / dt$$

Cette intégrale ne peut être analytiquement calculée que dans très peu de cas. Dans le cas des détecteurs au silicium à micropistes, il est nécessaire de connaître le champ de pondération en tout point du détecteur afin de calculer son produit scalaire avec la vitesse des porteurs.

Avant de détailler l'application du théorème de Ramo aux détecteurs au silicium à micropistes, nous allons présenter l'exemple d'une diode pn, afin d'illustrer dans un cas simple l'induction d'une charge se déplaçant entre des électrodes. Le schéma d'une telle diode est représenté sur la figure 8.14.

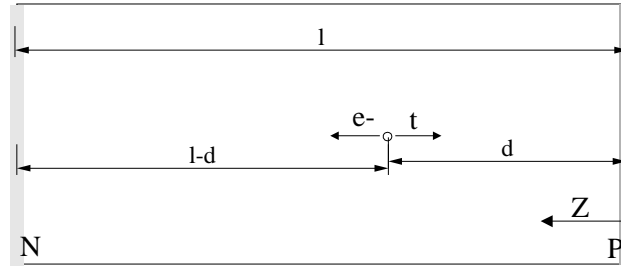


Figure 8.14 Application du théorème de Ramo à une diode

Dans le cas général, la charge induite par un porteur de charge se déplaçant entre les points $p1$ et $p2$ se traduit par l'équation :

$$Q = q \int_{p1}^{p2} \vec{E}_w \cdot d\vec{l} = \pm q \int_{p1}^{p2} E_{w_z} dz = \pm q \int_{p1}^{p2} dV_w = \pm q (V_w(p2) - V_w(p1))$$

avec $d\vec{l} = dz$ où z est la distance au côté p . Avec $V_{w_p}(z) = 1 - z/l$ et $V_{w_n}(z) = z/l$ où l est la distance entre les côtés n et p , On a :

- Trou créé en $z=d$: $Q_p = -e(V_{w_p}(0) - V_{w_p}(d)) = e(1 - d/l)$ et $Q_n = -e d/l$
- Électron créé en $z=d$: $Q_p = -e(V_{w_p}(l) - V_{w_p}(d)) = e d/l$ et $Q_n = -e(1 - d/l)$
- Paire créée en $z=d$: $Q_p = e$ et $Q_n = -e$

Dans cet exemple, nous avons obtenu un résultat analytique car la dérive des porteurs ne s'effectue que dans une dimension. Nous allons maintenant nous intéresser au cas plus complexe des détecteurs au silicium à micropistes.

8.4.1.2 Application aux détecteurs au silicium à micropistes

Le courant induit par la dérive de charges dans le substrat sur les pistes à proximité peut être calculé à partir du champ de pondération. L'électronique de lecture des détecteurs que nous allons considérer n'est sensible qu'à la charge car le courant est intégré dans le préamplificateur. La question principale, dans ce cas, est de connaître la fraction de charge qui va être induite sur les pistes voisines de celle qui collecte le porteur.

Nous avons calculé le champ de pondération sur le même exemple que celui présenté au paragraphe 8.3. A partir de ce calcul, nous avons étudié le signal induit par des trous créés à proximité du côté n et à 7 et 43 microns à droite de la plus proche piste du côté p . Les charges induites sur la piste la plus proche (piste centrale) et les deux pistes à sa droite et à sa gauche sont représentées sur les figures 8.15 et 8.16. Dans les deux cas, la majorité de la charge est induite sur la piste centrale. La charge induite sur les pistes voisines augmente puis diminue avec le temps. Jusqu'à une certaine profondeur, le courant induit sur toutes les pistes est positif car le produit scalaire $\vec{E}_w \cdot \vec{v}$ est négatif. Toutefois, lorsque le trou arrive à proximité de la piste sur laquelle il sera collecté, le signe du produit scalaire change pour les pistes voisines et l'intégrale sur la charge décroît. Le produit scalaire $\vec{E}_w \cdot \vec{v}$ conserve le même signe pendant toute la dérive du trou seulement pour la piste qui le collectera. A cause de ce phénomène, la charge induite sur les pistes voisines est faible par rapport à celle induite sur la piste centrale.

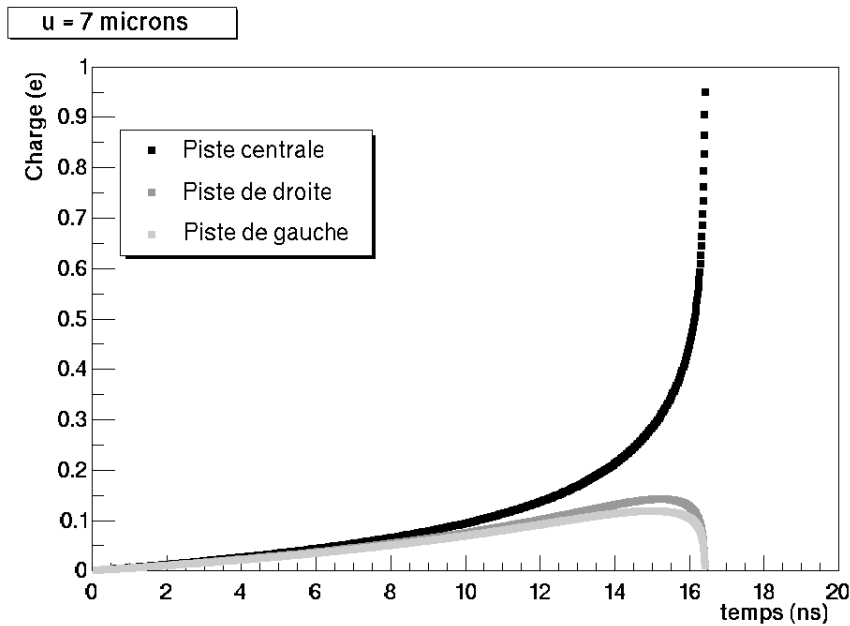


Figure 8.15 Charge induite par le mouvement d'un trou créé à $u = 7$ microns et $z = 299$ microns

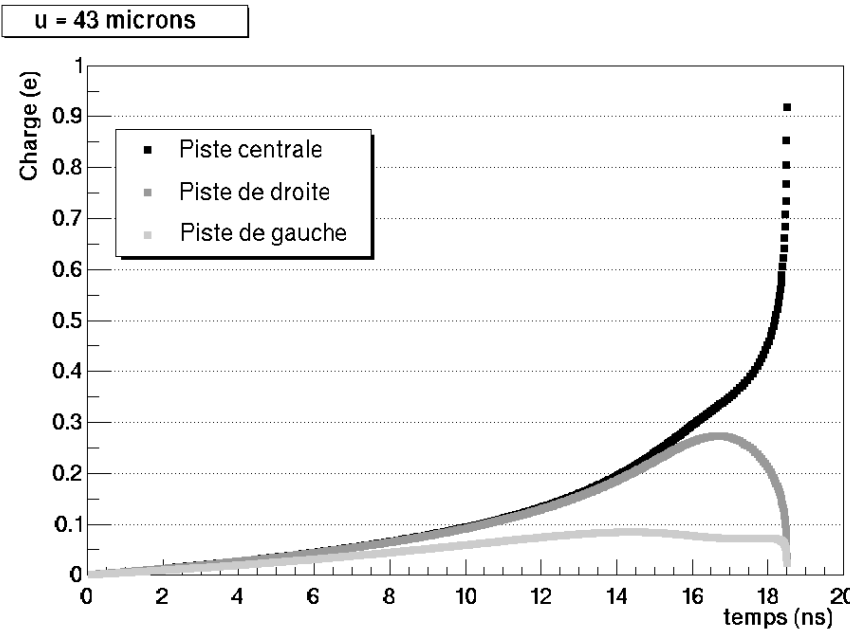


Figure 8.16 Charge induite par un trou créé en $u = 43$ microns et $z = 299$ microns

8.4.2 Couplage capacitif entre pistes

Le courant induit par la dérive des porteurs sur les pistes p+ et n+ est lui même induit sur les pistes d'aluminium. Ce courant est majoritairement transféré à la piste d'aluminium la plus proche. Une partie du signal est aussi collectée par les pistes voisines. Ce couplage capacitif est schématiquement représenté sur la figure 8.17. Les capacités inter-pistes offrent au courant un chemin à travers les pistes voisines. Cependant, la capacité entre les pistes de p+ et d'aluminium qui se font face, est très supérieure à celle entre les pistes de silicium. Seule une faible fraction du signal peut être induit de cette manière sur les voisins. Il est important de noter que cette induction de courant est indépendante de la localisation de l'ionisation.

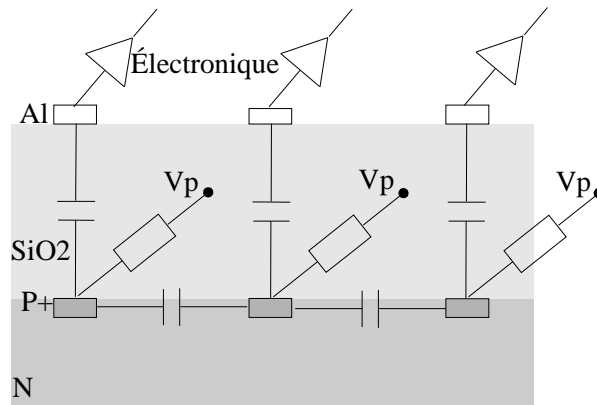


Figure 8.17 Couplage capacitif entre pistes

En conclusion, deux types de couplages capacitifs peuvent être distingués : l'un pendant la dérive des porteurs dans le silicium qui est dépendant de la position de l'ionisation, et l'autre qui ne dépend que des couplages entre les pistes de silicium et d'aluminium.

8.5 Lecture du signal

Le signal collecté sur les pistes d'aluminium doit être amplifié pour être mesuré. Des amplificateurs bas bruit sont connectés à chaque piste. Dans le SSD, la puce ALICE128 est utilisée. Elle a été conçue au LEPSI par L.Hébrard. Le bruit d'un canal est de l'ordre de 500 équivalent électrons lorsqu'il est connecté à une piste d'un détecteur du SSD. Le bruit peut être schématiquement séparé en deux sources [48]:

- Bruit série (interne à l'amplificateur) : il provient des courants de fuite dans les composants de l'amplificateur. Il est important de noter que ce bruit est proportionnel à la capacité connectée en entrée du préamplificateur, c'est à dire à la capacité totale entre une piste et la masse.
- Bruit parallèle : ce bruit est lié au courant de fuite qui provient du mouvement des porteurs minoritaires, de la génération thermique de paires electron-trou qui est favorisée par la présence d'impuretés et de phénomènes qui se produisent à la surface du détecteur. Les deux premiers phénomènes contribuent faiblement au bruit alors que le troisième dépend fortement de l'environnement dans lequel le détecteur est placé.

Une fois le signal amplifié, il doit être converti en signal numérique. Le grand nombre de pistes ne permet pas d'utiliser une voie ADC pour chaque canal. Le signal est multiplexé avant d'être numérisé. Dans le cas du SSD, la réception d'un signal de déclenchement entraîne la mise en mode "hold" des amplificateurs. La charge est stockée dans une mémoire tampon. Les mémoires sont ensuite vidées séquentiellement et les charges qu'elles contiennent sont converties en information numérique.

Nous allons présenter dans le chapitre suivant notre analyse du comportement des prototypes des modules de détection du SSD. Notre but principal est de comprendre quels phénomènes parmi ceux que nous avons présentés dans ce chapitre ont un impact important sur le mode de fonctionnement des détecteurs.

9 Caractérisation des modules de détection du SSD

L'étude des modules de détection du SSD a deux objectifs : valider la conception des modules et caractériser leur fonctionnement. Dans ce chapitre, nous allons détailler la partie caractérisation. La validation des modules de détection sera implicitement abordée car nous montrerons tout au long de ce chapitre que les détecteurs que nous avons testés répondent aux besoins du SSD. L'objectif de la caractérisation du fonctionnement des modules de détection est de comprendre leur réponse au passage d'une particule. Les informations recueillies dans cette étude permettront ainsi de simuler précisément cette réponse.

9.1 Dispositif expérimental

Notre analyse est principalement basée sur l'étude de données prises sous faisceau. Dans ces conditions, il est possible de connaître très précisément la position à laquelle les particules ont traversé le détecteur.

9.1.1 Faisceau

Les modules de détection du SSD ont été testés à plusieurs reprises dans des conditions différentes. Les faisceaux de particules produits par les accélérateurs PS et SPS au CERN ont été utilisés. Le Proton Synchrotron (PS) accélère des protons dont sont extraits des faisceaux secondaires de pions. Les premiers détecteurs étudiés pour préparer la construction du SSD ont été testés à l'aide d'un faisceau de pions de 3 GeV [50]. Cependant, la résolution en position des détecteurs n'a pu être extraite avec précision de ces tests. En effet, les pions de 3 GeV sont déviés de façon sensible par la diffusion coulombienne multiple. Leur trajectoire n'est alors souvent pas rectiligne ce qui ne permet pas de connaître avec une bonne précision la position à laquelle ils ont traversé le détecteur.

Notre analyse est principalement basée sur des données prises avec un faisceau de pions de 120 GeV. A cette énergie la diffusion coulombienne multiple a un impact extrêmement faible sur la trajectoire des pions. Ce faisceau est produit par le Super Proton Synchrotron à partir de protons accélérés à 450 GeV.

9.1.2 Banc de test

Afin d'étudier un détecteur, il est nécessaire de connaître le point d'impact des particules qui le traversent. Leurs trajectoires sont reconstruites à l'aide d'autres détecteurs, appelés détecteurs de référence, et sont ensuite projetées sur le plan correspondant au détecteur testé. Le banc de test que nous avons utilisé est représenté sur la figure 9.1 : il comporte 8 détecteurs au silicium à micropistes simple face utilisés pour reconstruire les trajectoires des pions. Ils ont une distance inter-piste de 50 μm avec une ou deux pistes intermédiaires. Leur résolution en position est inférieure à 5 μm . Quatre détecteurs sont utilisés pour mesurer les positions dans chaque direction x et y perpendiculaire au faisceau. Leur surface est de 14×14 mm². En comparaison, les détecteurs que nous avons testés couvrent une surface de 74×42 mm². Nous ne pouvons donc pas tester toute leur surface en une seule fois à l'aide de ce banc de test. Ce n'est pas véritablement un problème car l'utilisation d'un faisceau n'est pas nécessaire pour tester l'uniformité de la réponse des détecteurs. En effet, cette étude peut être réalisée en laboratoire à l'aide d'une source radioactive.

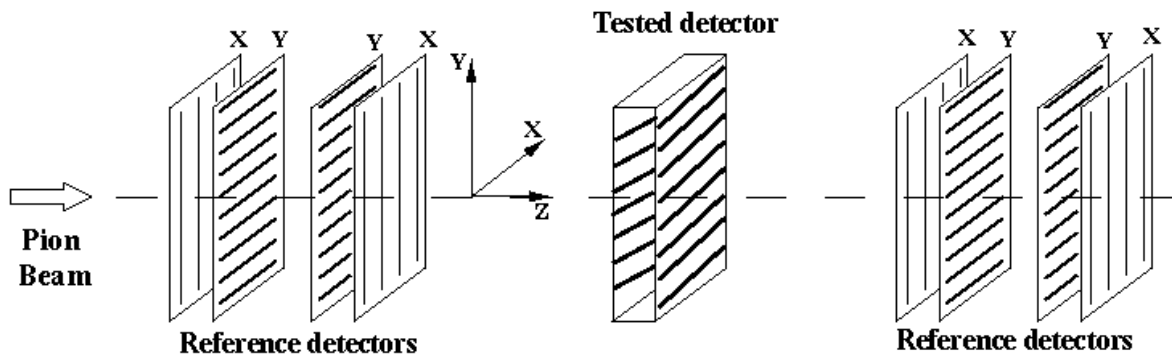


Figure 9.1 Banc de test

Les détecteurs testés étaient situés soit entre les détecteurs de référence soit à l'arrière. Les trajectoires reconstruites à l'aide des détecteurs de référence sont extrapolées sur les détecteurs testés afin de localiser leur point d'impact. L'erreur dominante de cette extrapolation due à la résolution en position des détecteurs de référence et à la diffusion coulombienne multiple, est de l'ordre de quelques microns. La méthode d'estimation de cette erreur est présentée en [50] dans le cas moins favorable des pions de 3 GeV. Dans notre cas, l'erreur réalisée sur la projection est très inférieure à la résolution en position des détecteurs testés et peut donc être négligée car les pions ont une énergie de 120 GeV.

9.1.3 Détecteurs testés

Deux détecteurs au silicium à micropistes double face ont été testés. Ils ont été réalisés par deux entreprises différentes : Eurysis et Canberra. Ils sont équipés avec deux électroniques de lecture différente : les puces ALICE128, et les amplificateurs VA2 de conception plus ancienne. La comparaison des deux types d'électronique a notamment pour but de valider les puces ALICE128.

Les modules de détection du SSD seront équipés de détecteurs Eurisy et de puces ALICE128. Dans notre étude, nous nous sommes attachés à comparer les performances des différents prototypes sans nous focaliser sur la solution retenue dans STAR.

9.1.4 Acquisition des données

L'acquisition des données est déclenchée à l'aide de deux scintillateurs placés derrière le banc de test. Le signal de déclenchement est obtenu lorsqu'ils mesurent le passage d'une particule en coïncidence. La mise en "hold" des amplificateurs est alors effectuée et les amplitudes mesurées sur chaque piste sont numérisées par la suite. Le signal est codé sur 12 bits. Les valeurs des amplitudes de toutes les pistes sont sauvegardées.

9.1.5 Principe de l'analyse hors ligne

Pour réaliser notre analyse, nous avons utilisé une version modifiée d'un logiciel développé au CERN par Dirk Meier dans le cadre de la collaboration RD42 [51]. Les étapes de l'analyse hors ligne sont les suivantes :

1. Lecture des données brutes
2. Calcul des bruits et des piédestaux pour chaque piste
3. Recherche des pistes touchées et construction d'amas de charge

4. Reconstruction des positions des amas
5. Reconstruction des trajectoires dans les détecteurs de référence
6. Extrapolation des trajectoires sur les détecteurs testés

Nous développerons les points 2 et 3 au paragraphe 9.2.1, et le point 4 au paragraphe 9.4. Le point 1 consiste en une simple décompression des données. Les points 5 et 6 nécessitent que la position de chaque détecteur soit connue. Ces positions sont extraites de l'analyse des données. Les positions des détecteurs sont ajustées de façon à ce que la distance entre les points mesurés et la trajectoire reconstruite à partir de ces points soit la plus faible possible.

9.2 Amplitude du signal

9.2.1 Calcul des piédestaux et du bruit

Avant de pouvoir extraire le signal mesuré sur les pistes, il est nécessaire de calculer le piédestal et le bruit de chaque piste. Le piédestal correspond à la moyenne du nombre de coups ADC mesurés sur une piste en l'absence de signal. Le bruit est la racine carrée de la variance de cette distribution. Ces deux quantités sont calculées sur des échantillons de 250 événements.

Pour calculer piédestal et bruit, il est préférable d'utiliser des données prises en l'absence de faisceau : les moyennes et variances peuvent ainsi être directement calculées. Dans notre analyse, nous ne disposons pas de telles données. Dans ce cas, il est nécessaire d'éliminer du calcul du piédestal et du bruit d'une piste donnée, les événements où elle a détecté un signal lié au passage d'une particule. Cette approche du calcul des bruits et des piédestaux présente l'avantage d'être réalisée en condition de prise de données réelles. Nous avons envisagé trois méthodes pour rejeter le signal des pistes touchées :

- La distribution des coups ADC mesurée peut être approchée par une courbe de Gauss. Les valeurs ADC correspondant au passage d'une particule ne sont pas prises en compte car elles sont situées hors de la gaussienne. Le piédestal correspond à la moyenne extraite et le bruit à l'écart type. Cette méthode est performante mais elle demande beaucoup de temps de calcul.
- Une mémoire tampon permet de stocker pour chaque piste les N dernières valeurs ADC mesurées. Une fois la mémoire pleine, N-1 valeurs sont incluses dans le calcul du piédestal et du bruit. La plus grande des N valeurs n'est pas utilisée. Cette méthode permet de rejeter les amplitudes importantes et donc d'éliminer les pistes touchées par une particule. Cependant, elle entraîne une sous estimation du piédestal car dans beaucoup de cas les valeurs rejetées sont seulement du bruit. Cette erreur est d'autant plus importante que la taille N de la mémoire tampon est faible. Nous avons utilisé une taille égale à 5. Cependant il arrive qu'une piste soit touchée deux fois en 5 événements et dans ce cas les calculs du piédestal et du bruit sont biaisés. En résumé, cette méthode a l'avantage d'être rapide mais elle présente de sérieux problèmes.
- La troisième méthode tente de corriger les défauts de la seconde. Une mémoire tampon est toujours utilisée. Lorsque cette mémoire est pleine, une estimation du piédestal et du bruit est réalisée. Le piédestal estimé est égal à la moyenne des N valeurs et le bruit à la

différence des deux valeurs les plus faibles de la mémoire. Il est fixé à 1 canal ADC si ces deux valeurs sont égales. Les plus grandes valeurs ADC de la mémoire sont alors rejetées si elles sont supérieures à une valeur seuil qui est égale à la somme du piédestal et de 5 fois le bruit estimé. Cette technique permet d'exclure sélectivement les pistes dont le signal est significativement supérieur aux autres. Elle nécessite que le bruit soit supérieur à un canal ADC et que le signal lui soit dans le même temps significativement supérieur. Ces deux conditions étaient vérifiées dans notre analyse. Cette méthode permet alors un calcul rapide des bruits et des piédestaux sans introduire de biais important.

9.2.2 Extraction du signal

Une fois piédestaux et bruits calculés, les pistes qui ont mesuré un signal issu du passage d'une particule doivent être identifiées. Cette sélection est réalisée en deux temps :

- identification des pistes qui ont un signal supérieur à k_c fois le bruit. Dans notre analyse k_c varie entre 6 et 10. Les pistes ainsi sélectionnées correspondent aux pistes centrales d'éventuels amas de pistes touchées. En plus de la sélection en fonction du rapport signal sur bruit, notre algorithme interdit que deux pistes centrales soient adjacentes.
- Ajout de pistes autour de la piste centrale si elles ont mesuré un signal supérieur à k_n fois le bruit. Dans notre analyse $k_n=3$.

La mesure de la somme des amplitudes des groupes de pistes sélectionnées permet d'étudier la distribution de la perte d'énergie des particules.

9.2.3 Distribution de la perte d'énergie

La distribution du signal déposé dans les amas de pistes reconstruits est représentée sur la figure 9.2. Elle correspond au détecteur réalisé par Canberra équipé d'électronique VA2. Les courbes expérimentales sont interpolées par la convolution d'une distribution de Landau avec une gaussienne. Le bruit et la non uniformité du gain de l'électronique entre les pistes expliquent en partie que la distribution de Landau doit être convoluée avec une gaussienne. Cependant, une étude spécifique réalisée en [48] a montré que l'énergie déposée dans le silicium présente des déviations par rapport aux distributions de Landau.

L'interpolation des distributions du signal mesuré permet d'extraire la valeur la plus probable de l'énergie déposée exprimée en coups ADC. Le signal sur bruit (SN) est obtenu en divisant cette valeur par le bruit de la piste centrale de l'amas. Rigoureusement, il faudrait diviser le signal par la somme quadratique des bruits des pistes touchées. Cependant, cette approche présente le défaut de séparer les valeurs de signal sur bruit en plusieurs catégories en fonction du nombre de pistes touchées. En effet, cette valeur sera en moyenne $\sqrt{2}$ plus faible dans le cas d'un amas à deux pistes par rapport à un amas à une piste. Le rapport signal sur bruit est alors traditionnellement évalué en divisant le signal par le bruit de la piste centrale uniquement. Cette approche entraîne cependant une surestimation du rapport signal sur bruit.

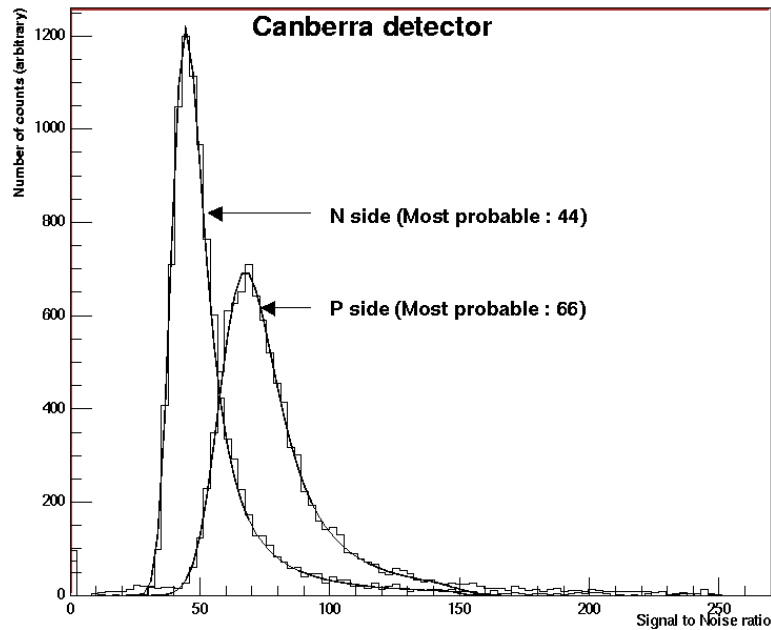


Figure 9.2 Distribution du signal sur bruit mesuré sur les côtés n et p du détecteur Canberra équipé de VA2

Les valeurs de signal sur bruit mesurées pour différents détecteurs sont représentées dans le tableau 9.1. Le courant de fuite mesuré sur chaque détecteur est aussi précisé.

	<i>Énergie du faisceau (GeV)</i>	<i>SN cote p</i>	<i>SN cote n</i>	<i>Courant de fuite (μA)</i>
Canberra + ALICE128	6	42	39	3.1
Canberra + VA2	6	58	39	2.5
Canberra + VA2	120	66	44	2.5
Eurysis + ALICE128	6	59	32	3.6
Eurysis + VA2	120	42	26	6

Table 9.1 Rapport signal sur bruit pour différents détecteurs

Les données présentées ici proviennent de mesures réalisées avec deux faisceaux d'énergies différentes. Le détecteur Canberra équipé de VA2 montre une augmentation de 12% du signal sur bruit entre les faisceaux de 120 GeV et de 6 GeV qui peut être expliqué par la remontée relativiste de l'énergie déposée par les pions. Les détecteurs Canberra équipés de VA2 et d'ALICE128 ont des comportements proches. Les performances de la puce ALICE128 sont donc satisfaisantes. Elle surclasse même les VA2 lorsqu'elle est connectée au détecteur réalisé par Eurysis. Cependant, le courant de fuite du détecteur équipé de VA2 est beaucoup plus important que celui équipé d'ALICE128. Son bruit est alors plus important à cause d'un phénomène dû non pas à l'électronique mais au détecteur lui même.

D'une manière générale, le signal sur bruit du côté p est supérieur à celui du côté n. La présence des p-stop au voisinage des pistes n+ devrait augmenter la capacité d'entrée des amplificateurs du côté n. Le bruit devrait donc y être plus important. La différence entre les rapport signal sur bruit des côtés p et n est donc due à une différence de bruit. Cependant, nous ne pouvons vérifier cette affirmation expérimentalement. En effet, nous ne pouvons

pas extraire le bruit ou le signal séparément car nous ne contrôlons pas entièrement le gain de la chaîne d'acquisition.

9.2.4 Corrélation du signal mesuré sur les côtés n et p

La corrélation entre les signaux mesurés sur les côtés p et n est représentée sur la figure 9.3 pour le détecteur Canberra équipé de VA2. Son évolution moyenne peut être décrite par une droite. La dispersion du signal par rapport à cette droite est de l'ordre de 17 coups ADC. Une étude de cette dispersion en fonction du nombre de pistes par amas est détaillée dans [52].

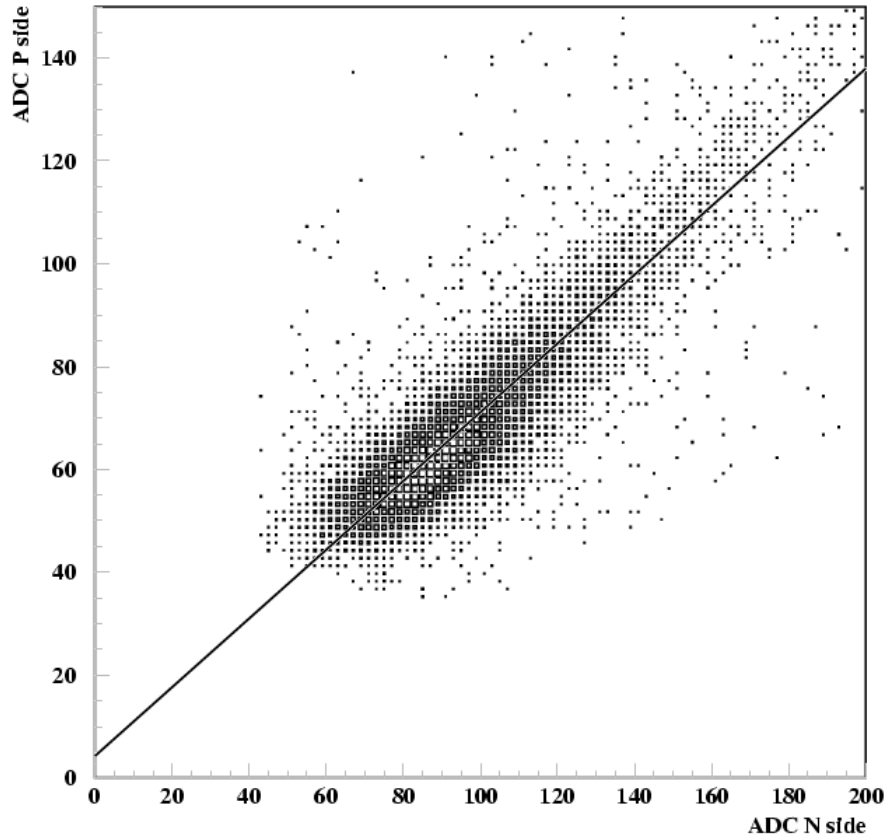


Figure 9.3 Corrélation entre le signal mesuré du côté p et celui mesuré du côté n

Cette corrélation permet d'associer les points mesurés sur les côtés p et n. En effet, la charge mesurée de chaque côté est la même à plus ou moins la dispersion de 17 coups ADC. La corrélation mesurée ne suit cependant pas une droite de pente égale à 1 car les gains de la chaîne d'amplification ne sont identiques entre les côtés p et n. Ce phénomène peut être aisément corrigé à partir du résultat de l'interpolation linéaire. Pour pouvoir différencier deux points à l'aide de l'énergie déposée, il faut qu'ils aient mesuré une charge différente. Il est alors nécessaire que cette différence soit supérieure à l'erreur sur la corrélation entre les côtés p et n qui doit donc être minimale. Il faut aussi que la distribution de la charge déposée soit suffisamment dispersée.

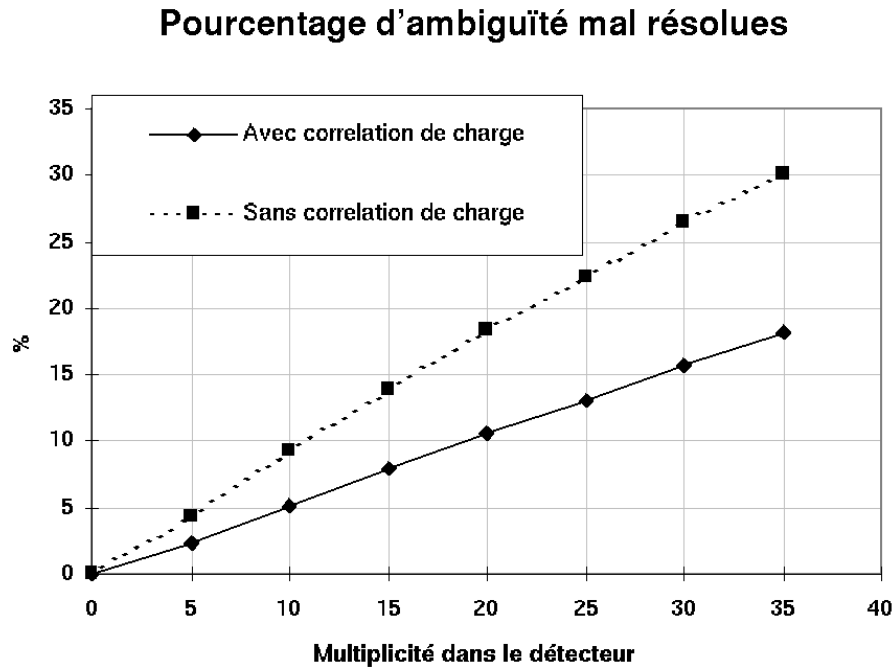


Figure 9.4 Association des mesures des côtés p et n à l'aide de la corrélation de charge

A partir de nos mesures, nous avons réalisé des simulations pour évaluer l'utilité de l'association des côtés n et p à l'aide de la charge déposée. Nous avons réalisé cette étude en fonction de la multiplicité de particules dans le détecteur, c'est-à-dire du nombre de particules qui le traversent dans un événement donné. L'angle de 35 mrad entre les côtés p et n introduit des ambiguïtés d'association. En effet une piste du côté p (respectivement n) peut être associée à 15 pistes du côté n (respectivement p). Le résultat que nous avons obtenu pour un module de détection du SSD est représenté sur la figure 9.4. La multiplicité attendue dans STAR est de l'ordre de 5. La corrélation de charge permet donc de résoudre un peu moins de la moitié des ambiguïtés. Une étude plus détaillée de la résolution des ambiguïtés est présentée dans [52].

9.3 Partage du signal entre les pistes

Une particule touche souvent plusieurs pistes. Les amas sont ainsi formés par plus qu'une piste. Dans ce paragraphe nous allons étudier les phénomènes qui introduisent un partage de la charge entre plusieurs pistes.

9.3.1 Objectifs

L'objectif principal de cette étude est de caractériser le partage de charge afin de réaliser une simulation du détecteur. En effet, il est important de connaître précisément le nombre de pistes touchées par une particule afin de prévoir le comportement du détecteur lorsque la multiplicité est importante. De plus, dans le cadre de l'analyse des fonctions de corrélation de particules identiques, il est important de prendre en compte précisément la résolution à deux traces, c'est-à-dire la distance minimale à laquelle deux points ne sont plus séparables.

cette résolution à deux traces est fortement dépendante du nombre moyen de pistes touchées par une particule. Si les amas de charge contiennent beaucoup de pistes, la résolution à deux traces sera dégradée. Nous montrerons aussi dans le paragraphe 9.4 que la compréhension du partage du signal entre les pistes permet d'optimiser la résolution en position.

9.3.2 Modélisation du partage de charge

9.3.2.1 Outils d'étude du partage de charge

Afin de préciser les variables que nous avons utilisées, nous avons représenté schématiquement sur la figure 9.5 le passage d'une particule à proximité de trois pistes. La piste la plus proche de la particule est définie comme centrale. Elle devrait collecter la majorité du signal. La distance entre cette piste et le point d'impact de la particule est utilisée pour étudier le partage de la charge entre les pistes. Afin de s'affranchir des variations de la charge déposée par ionisation, toutes les quantités doivent être normalisées. En pratique, nous étudierons le signal mesuré sur les pistes à droite et à gauche divisé par celui de la piste centrale.

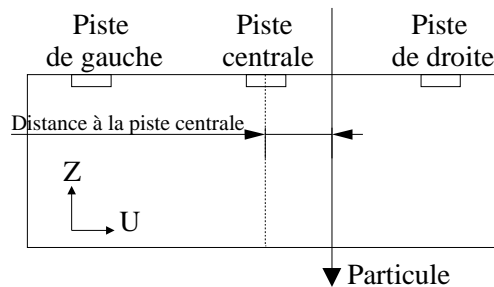


Figure 9.5 Géométrie de l'étude du partage de charge

Il est aussi utile de construire une autre variable : $\eta = \frac{SR}{SL + SR}$ [53][54] ou SR (respectivement SL) est le signal collecté par la piste de droite (respectivement de gauche) la plus proche du point de passage de la particule. Dans ce cas il n'y a plus de notion de piste centrale. Cette variable à l'avantage de pouvoir être construite sans connaître le point d'impact de la particule. En effet, pour la calculer il suffit d'identifier la piste de l'amas qui a mesuré le plus de signal et de lui associer la piste à sa droite ou à sa gauche en choisissant celle dont l'amplitude est la plus grande.

La variable η peut donc être calculée sans connaissance du point d'impact de la particule. Cependant, dans notre étude nous avons utilisé cette information pour son calcul. En effet lorsque l'ensemble du signal est collecté par une seule piste, le choix de la piste à droite ou à gauche est aléatoire. Nous avons utilisé notre connaissance du point d'impact des particules afin de toujours sélectionner les pistes qui en sont les plus proches.

9.3.2.2 Modélisation des détecteurs au silicium à micropistes du SSD

L'étude du partage de charge repose sur une modélisation des phénomènes qui y

contribuent. Nous les avons présentés au chapitre 8 :

1. L'ionisation
2. La diffusion des porteurs de charge
3. L'induction du courant pendant la dérive des porteurs
4. Le couplage capacitif lors de l'induction du signal entre pistes de silicium et d'aluminium.

Il existe un cinquième phénomène qui entraîne un partage de la charge mais qui n'est pas intrinsèque au détecteur : l'angle d'incidence. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 9.4.3.

Lorsque l'énergie perdue par une particule dans une seule interaction avec un atome de silicium n'est pas très importante, les électrons qui sont créés n'acquièrent pas une énergie importante. Ils ne vont ainsi pas parcourir de distances importantes dans le silicium sous l'effet de leur énergie cinétique initiale et peuvent donc être considérés comme distribués autour de leur point de création selon une distribution gaussienne. En revanche, lorsqu'un électron d'énergie de plus de 100 keV est créé, il peut parcourir des distances importantes dans le silicium. Dans ce cas, l'utilisation d'une gaussienne n'est plus possible. Nous avons tenté d'éliminer ces cas de notre étude en ne considérant que les amas dont l'amplitude du signal est importante. L'ionisation peut être considérée comme distribuée selon une gaussienne de largeur $\sigma_{ionisation}^2$ autour du point de passage des particules. La diffusion peut aussi être modélisée par une distribution gaussienne dont la largeur $\sigma_{diffusion}^2$ a été calculée au paragraphe 8.3.3. Ces deux composantes sont alors modélisées à l'aide d'une seule gaussienne de largeur $\sigma_{partage}^2 = \sigma_{diffusion}^2 + \sigma_{ionisation}^2$.

Le couplage capacitif entre les pistes entraîne aussi un partage de la charge. Nous l'avons séparé en deux parties : couplage pendant la dérive et couplage entre pistes. La seconde contribution peut être simplement modélisée en considérant qu'une piste qui collecte un signal Sc induit une charge $C.Sc$ sur ses voisines. Le couplage pendant la dérive est par contre beaucoup plus compliqué à modéliser car il dépend du point d'impact de la particule. Nous avons étudié son effet sur le partage de charge en reprenant l'exemple du détecteur simple face présenté au chapitre 8. Nous avons représenté sur la figure 9.6, la fraction de charge induite sur les pistes voisines de celles qui collectent les trous (piste centrale) en fonction de la distance entre le point d'impact et la piste centrale. Les paires électron-trous sont créées uniformément sur toute la profondeur du détecteur entre la piste centrale et la piste de droite. La fraction de charge induite est de l'ordre de quelques pourcents et dépend peu de la position de création des paires. Ce phénomène s'explique en reprenant les exemples que nous avons présentés sur les figures 8.15 et 8.16. La charge induite sur les pistes voisines est faible car elle est la somme de deux contributions de signes opposés : dans un premier temps les charges se dirigent en direction des pistes voisines puis elles s'en éloignent.

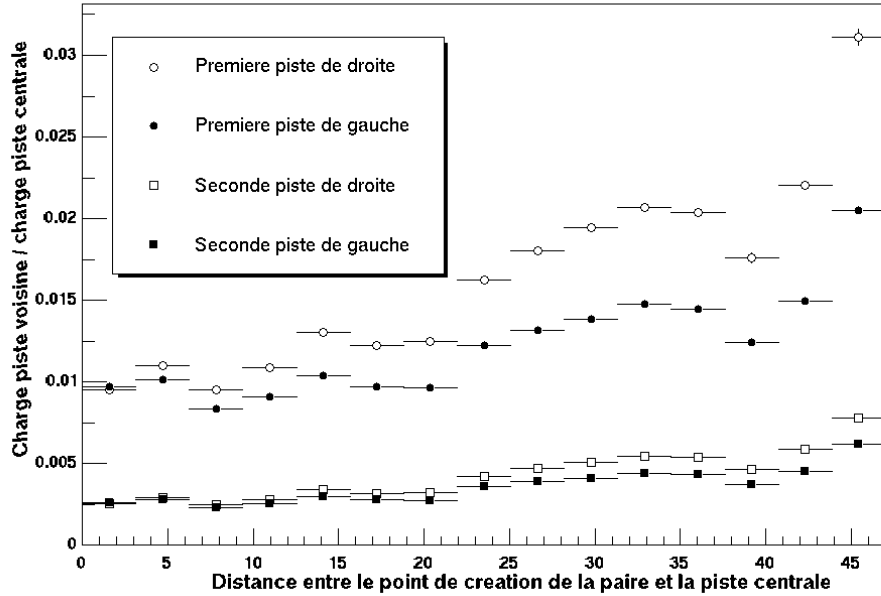


Figure 9.6 Simulation de l'effet de l'induction de courant pendant la dérive sur le partage de charge.

Comme la fraction de signal induit varie peu en fonction du point de création, nous modéliserons pour simplifier le partage de charge par couplage capacitif par un partage constant. Cette méthode est équivalente à celle utilisée pour le couplage capacitif entre pistes. La constante que nous allons extraire sera alors la somme de ces deux couplages. La modélisation du partage de charge se résume donc à deux contributions : une distribution gaussienne liée à l'ionisation et à la diffusion des porteurs de charges et une constante de couplage.

9.3.3 Étude en incidence normale

9.3.3.1 Extraction des paramètres du modèle

La figure 9.7 représente la distribution de la variable η extraite sur le côté p du détecteur Canberra équipé de VA2. Les deux pics à 0 et 1 correspondent au cas où la grande majorité du signal a été collecté par une seule piste. Entre ces deux pics, le fond continu provient des cas où deux pistes ont mesuré un signal d'amplitude significative. Dans la majorité des cas, une seule piste collecte un signal important. La position des deux pics permet d'extraire la valeur de la constante de couplage. En effet, lorsque la charge est collectée par une seule piste, elle perd une partie du signal qu'elle a mesuré par couplage capacitif. Dans ce cas η s'écrit :

$$\text{Charge collectée à gauche} \quad \eta = \frac{S_{\text{droit}}}{S_{\text{gauche}} + S_{\text{droit}}} = \frac{C S_{\text{Collecte}}}{(1-2C)S_{\text{Collecte}} + C S_{\text{Collecte}}} = \frac{C}{1-C}$$

$$\text{Charge collectée à droite} \quad \eta = \frac{S_{\text{droit}}}{S_{\text{gauche}} + S_{\text{droit}}} = \frac{1-2C S_{\text{Collecte}}}{C S_{\text{Collecte}} + (1-2C)S_{\text{Collecte}}} = \frac{1-2C}{1-C}$$

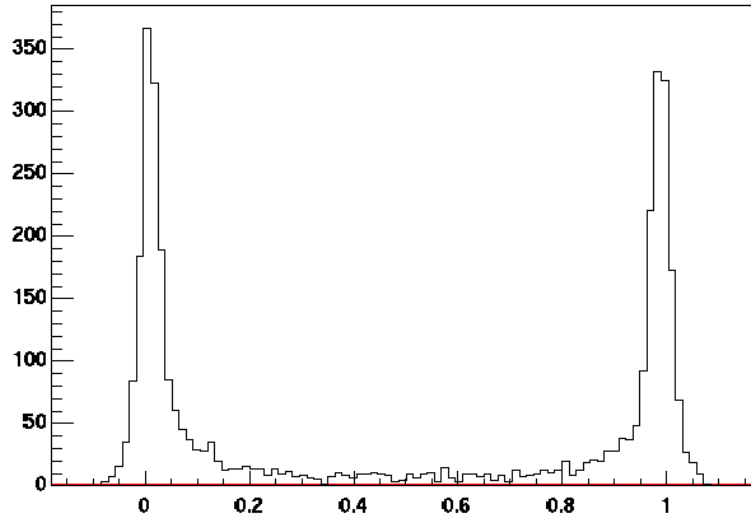


Figure 9.7 Distribution de la variable η sur le côté p du détecteur Canberra équipé de VA2

L'étude

de la distribution η permet de tirer des conclusions sur le couplage capacitif : sa variation en fonction du point d'impact des particules permet d'apporter de nouvelles contraintes à sa modélisation. Sur la figure 9.8, nous avons représenté η en fonction de la distance entre le point d'impact et la piste de gauche la plus proche de ce point.

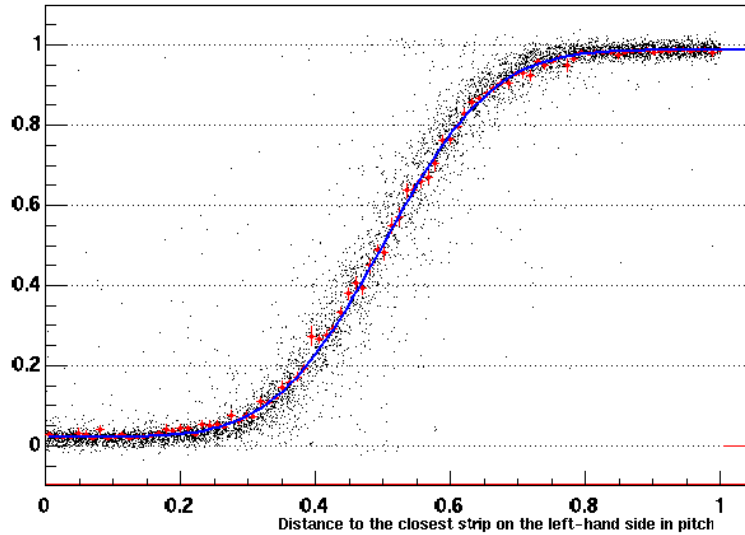


Figure 9.8 Variable η en fonction de la distance entre le point d'impact et la piste la plus proche à gauche de ce point.

La valeur moyenne de η en fonction de la distance à la piste de gauche la plus proche est interpolée par la fonction suivante :

$$\eta(u) = \frac{C}{1-C} + \frac{1-3C}{1-C} \int_{pitch/2}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{4\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-u)^2}{2\sigma^2}} dx$$

Pour interpoler précisément la fonction η nous avons été conduit à utiliser non pas une valeur de couplage C mais deux : C_{droit} et C_{gauche} . En effet, nous avons constaté que les couplages n'étaient pas toujours symétriques à droite et à gauche. Il est probable que ce phénomène soit lié au système séquentiel de lecture des pistes. Il a été constaté en laboratoire que la lecture d'une nouvelle piste démarrait avant que celle de la précédente ne soit terminée. Une partie du signal d'une piste est alors partagé avec la piste qui lui succède dans l'ordre de lecture. Ce phénomène n'a donc rien à avoir avec le couplage capacitif. Cependant, la valeur de couplage obtenue sur la piste de gauche n'est pas affectée par ce problème. De plus, il n'est présent que sur les détecteurs Canberra car il avait été résolu lorsque le partage de charge a été étudié sur les détecteurs Eurysis.

Les valeurs de couplage et de $\sigma_{partage}$ extraites pour les deux types de détecteurs manufacturés par les compagnies Eurysis et Canberra sont résumées dans le tableau 9.2. L'ordre de grandeur des constantes de couplage est similaire entre les deux types de détecteurs. La différence entre les pistes de droite et de gauche n'apparaît plus pour le détecteur Eurysis car le système de lecture a été modifié. Le couplage est plus important sur le côté n que sur le côté p. Les p-stop pourraient être responsables de cette différence. Le $\sigma_{partage}$ extrait avec le détecteur Eurysis est similaire entre les côtés p et n. En revanche, il est plus important du côté p que du côté n pour le détecteur Canberra. Nous tenterons d'expliquer ce phénomène lorsque nous étudierons la variation du $\sigma_{partage}$ en fonction de la tension de polarisation dans le paragraphe 9.3.3.2.

	$\sigma_{partage}$	<i>Couplage avec le voisin de gauche</i>	<i>Couplage avec le voisin de droite</i>
Canberra, côté p	12.3 μm	2.10%	1.30%
Canberra, côté n	9.4 μm	2.60%	1.00%
Eurysis, côté p	7.7 μm	1.60%	1.60%
Eurysis, côté n	8.0 μm	2.00%	2.00%

Table 9.2 Valeurs de $\sigma_{partage}$ et de constante de couplage extraites de l'étude des détecteurs Eurysis et Canberra

La variable η permet d'étudier le partage du signal entre les pistes les plus proches du point d'impact. Sur la figure 9.9 nous avons étendu cette étude pour le détecteur Canberra. Nous avons représenté le rapport du signal mesuré sur les pistes à gauche et à droite de la piste centrale, par le signal mesuré sur cette piste. Ces deux rapports sont représentés en fonction de la distance entre le point d'impact et la piste centrale. Les valeurs de couplage peuvent être ici directement extraites car lorsque la particule traverse le détecteur sur la piste centrale (distance = 0), la fraction de signal recueilli sur les pistes voisines est due au couplage capacitif. Il est clair qu'il existe une différence entre les couplages à droite et à gauche.

Le même type d'interpolation que pour la variable η est réalisé. Les données sont bien

reproduites par l'interpolation sauf lorsque le point de passage de la particule est situé à plus de 1.25 "pitch" de la piste considérée. Dans cette région le rapport augmente de nouveau. Nous attribuons cet effet au couplage capacitif pendant la dérive. En effet sur la figure 9.6, la fraction de signal induit sur la piste de gauche augmente lorsque le point de création de l'ionisation se rapproche de la piste de droite. Le courant induit sur la piste de gauche augmente donc lorsque le point d'impact s'en éloigne. Il est de plus maximal lorsque ce point d'impact est situé exactement au milieu des pistes centrale et de droite. Sur les données nous constatons le même phénomène que dans ce calcul.

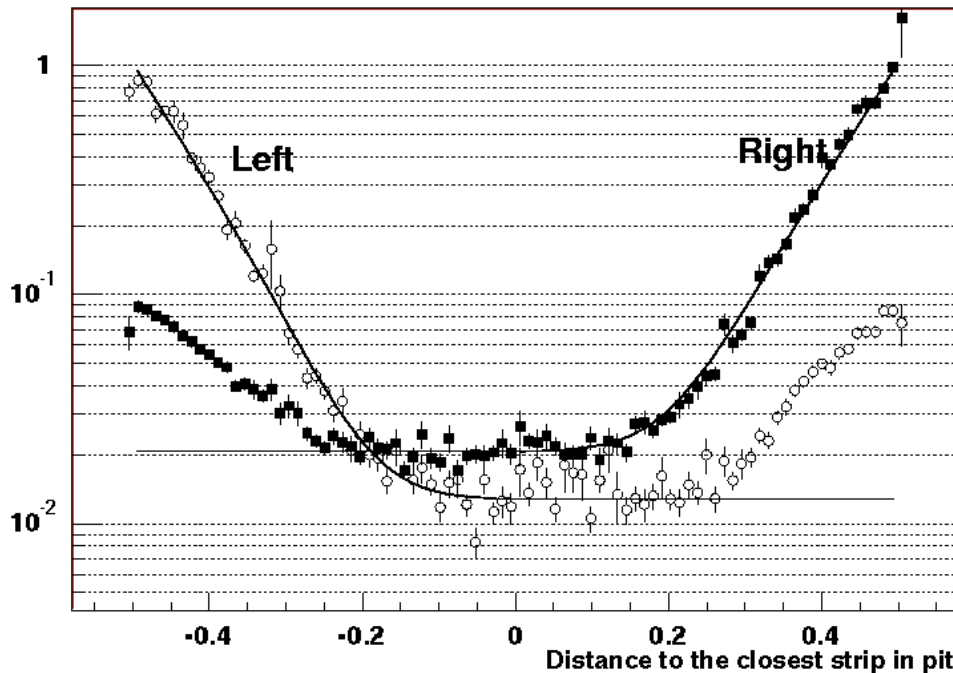


Figure 9.9 Charge déposée sur les pistes à gauche et à droite de la piste la plus proche de la particule normalisée par la charge déposée sur cette piste.

9.3.3.2 Influence de la tension de polarisation

La variation de la diffusion en fonction de la tension de polarisation a été étudiée pour le détecteur Eurysis. Cette étude est motivée par le fait que la diffusion dépend du champ électrique de dérive et donc de la tension de polarisation. Les valeurs de $\sigma_{partage}$ extraites en fonction de la tension de polarisation sont représentées sur la figure 9.10.

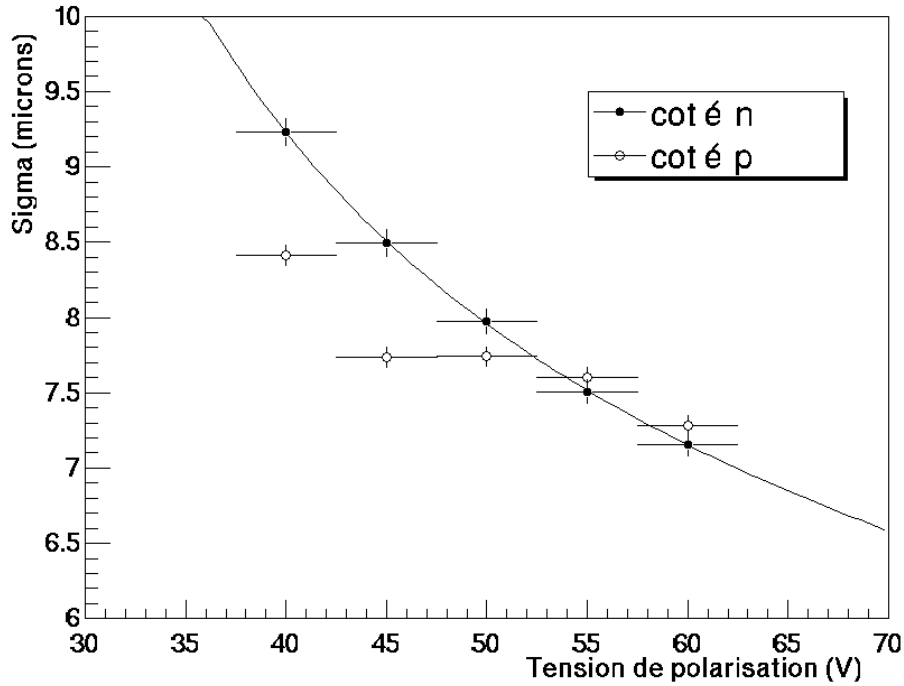


Figure 9.10 Sigma du partage de charge en fonction de la tension de polarisation. L'interpolation du côté n donne les valeurs : $V_{d\acute{e}pl\acute{e}tion} = 23.3V$, $T=296K$, $\sigma_{ionisation} = 2.3 \mu m$.

Nous avons interpolé la variation du sigma en fonction de la tension de polarisation en considérant que :

$$\langle \sigma^2 \rangle = \sigma_{ionisation}^2 + \frac{\int_0^d \sigma_{diff}^2 dz}{d} \text{ avec}$$

$$\text{pour les trous } \sigma_{diff}^2(z) = \frac{KT}{e} \frac{d^2}{V_D} \ln\left(\frac{V_B + V_D}{V_B - V_D + 2V_D(z/d)}\right)$$

$$\text{et pour les électrons } \sigma_{diff}^2(z) = \frac{KT}{e} \frac{d^2}{V_D} \ln\left(1 + \frac{2V_D}{V_B - V_D}(z/d)\right)$$

ou V_D est la tension de déplétion, V_B est la tension de polarisation, d la profondeur du détecteur, et z le point de départ du porteur de charge. Du côté n, l'interpolation donne les valeurs suivantes : $\sigma_{ionisation} = 2.3 \mu m$, $V_D = 23.3V$ et $T = 296K$. Ces paramètres sont cohérents avec les valeurs attendues. Du cote, l'interpolation est moins satisfaisante.

Il est nécessaire de considérer avec beaucoup de précautions cette interpolation. Elle est basée sur le calcul du temps de collection des trous dans le cas d'une diode pn. Cette approximation ne se justifie pas forcément dans le cas d'un détecteur à micropistes. Le temps de collection n'est alors pas calculable analytiquement car il nécessite en particulier de prendre en compte les conséquences de la diffusion sur le courant induit par les charges pendant leurs dérives. Il est cependant intéressant de constater que l'interpolation fonctionne parfaitement du côté n mais pas du côté p. L'approximation de la diode pourrait en effet être plus justifiée du côté n.

En conclusion, nous avons montré que le partage de charge lié au passage d'une particule

en incidence normale peut être décrit à l'aide de deux paramètres uniquement : une constante de couplage capacitif et une gaussienne qui représente l'étalement du nuage d'électrons (trous) dû à l'ionisation et à la diffusion. La largeur de la gaussienne extraite varie en fonction de la tension de polarisation. Cette variation est directement reliée l'évolution de la diffusion des porteurs de charge en fonction de la tension de polarisation.

9.4 Résolution en position

Le point de passage des particules peut être mesuré avec d'autant plus de précision que la charge est partagée entre plusieurs pistes. En effet, dans le cas où une seule piste est systématiquement touchée, la résolution est égale à la distance inter-piste divisée par $\sqrt{12}$. Cette relation s'obtient en calculant la racine carrée de la variance d'une distribution plate. Dans le cas des modules de détection du SSD, la résolution serait alors égale à 27 μm . Nous allons montrer que cette résolution peut être significativement améliorée en utilisant l'information recueillie sur plusieurs pistes. Nous montrerons aussi que la compréhension du partage de charge permet de l'optimiser.

9.4.1 Méthode du barycentre

En incidence normale, au maximum deux pistes devraient être sensibles au passage d'une particule. Cependant, les couplages capacitifs peuvent induire un signal suffisant sur les pistes voisines pour qu'elles passent le seuil de détection. Le signal mesuré par ces pistes ne contient pas d'information sur le point d'impact.

En incidence normale, les positions sont calculées à partir des amplitudes mesurées sur au plus deux pistes S_{droit} et S_{gauche} qui sont définies de la même manière que pour la construction de la variable η . La position extraite est égale à :

$$U_{mesure} = \frac{S_{droit} U_{droit} + S_{gauche} U_{gauche}}{S_{droit} + S_{gauche}}$$

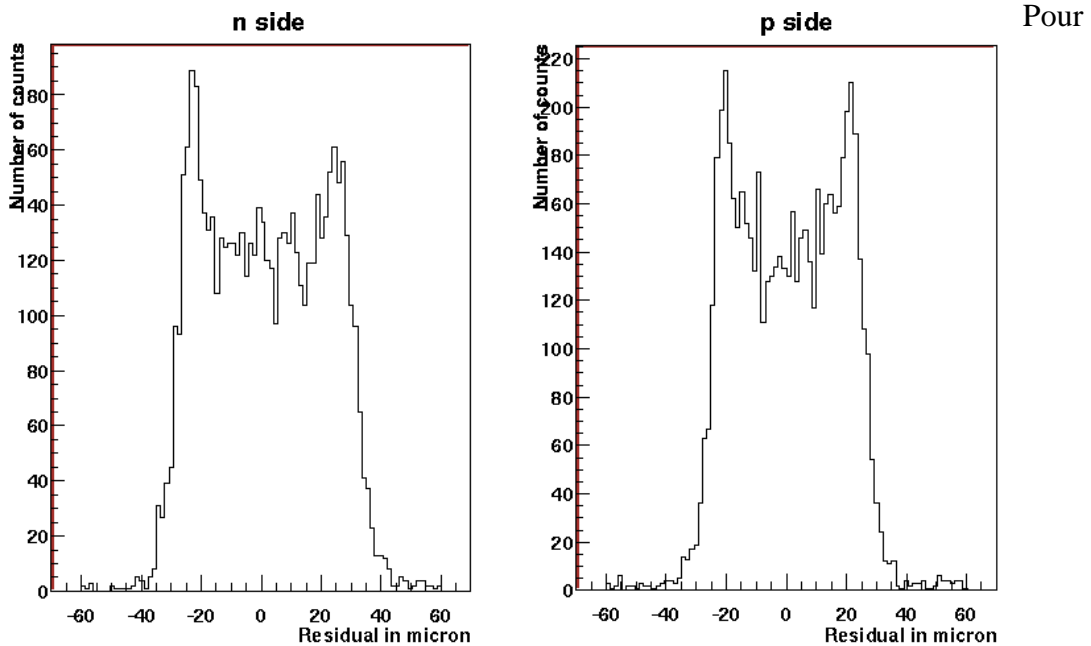


Figure 9.11 Distribution des résidus mesurés sur le détecteur Canberra équipé de VA2

estimer la résolution, la position mesurée est comparée à celle obtenue en projetant les trajectoires reconstruites à l'aide des détecteurs de référence, sur le plan du détecteur testé. Les résidus correspondent à la différence entre ces deux positions. Sur la figure 9.11, nous avons représenté la distribution des résidus mesurés sur les côtés p et n du détecteur Canberra équipé d'électronique VA2.

La racine carrée de la variance donne une mesure de la résolution. Afin de ne pas être dominé par les événements où l'erreur est très importante, nous avons limité la zone de calcul à plus ou moins 60 microns autour du point d'impact. Les sources d'erreurs importantes sont principalement les pistes défectueuses et les rayons δ , c'est à dire les électrons d'ionisation qui ont parcouru une distance importante dans le détecteur. Les résolutions extraites pour les différents types de détecteurs sont représentées sur le tableau 9.3.

	<i>Faisceau (GeV)</i>	<i>Résolution côté p</i>	<i>Résolution côté n</i>
Canberra + ALICE128	6	16.7 μm	21.3 μm
Canberra + VA2	120	17.8 μm	19.8 μm
Eurysis + ALICE128	6	20.5 μm	22 μm
Eurysis + VA2	120	18.3 μm	21.5 μm

Table 9.3 Résolution mesurée en incidence normale avec l'algorithme du barycentre

Les résolutions extraites avec les détecteurs équipés de VA2 et ALICE128 sont similaires. La résolution mesurée du côté p est inférieure à celle mesurée du côté n. Dans le cas des détecteurs Canberra cette différence s'explique principalement par le fait que $\sigma_{partage}$ est plus faible du côté n que du côté p. Dans ce cas, le signal est partagé sur moins de pistes ce qui dégrade la résolution.

Les distributions des résidus présentent toutes les deux une structure avec deux pics entre 20 et 30 μm . Pour comprendre cette forme, nous avons représenté sur la figure 9.12 les résidus en fonction de la distance entre le point d'impact des particules et la piste la plus proche. Deux structures apparaissent : une ligne qui correspond au cas où une seule piste est touchée, et deux nuages de points de chaque côté qui tendent vers zéro lorsque le point d'impact se situe entre deux pistes. Les nuages de points constituent les cas où deux pistes sont utilisées pour reconstruire la position. La résolution devrait être meilleure dans ces cas. Cependant, même lorsqu'un amas est formé de deux pistes, les résidus restent en majorité de l'ordre de 20 μm . Ce phénomène est lié à l'utilisation du barycentre qui n'est pas adapté à la forme du partage de charge en incidence normale.

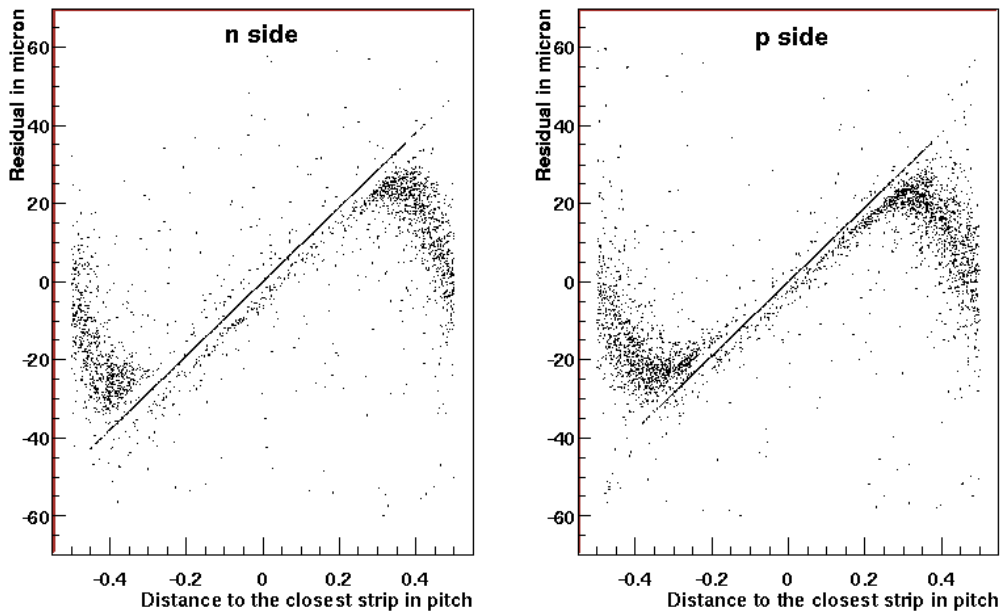


Figure 9.12 Résidus en fonction de la distance à la piste la plus proche

9.4.2 Algorithme η

Sur la figure 9.13, nous avons inversé la distribution présentée sur la figure 9.8. La distance entre le point d'impact et la piste la plus proche à gauche est représentée en fonction de η . Cependant, les pistes de gauche et droite ne sont plus sélectionnées ici à l'aide de la trajectographie mais en considérant uniquement l'amplitude du signal mesuré sur les pistes. Cette figure peut être séparée en deux parties :

- La partie digitale lorsque tout le signal est collecté sur une seule piste. Dans ces conditions η est proche de 0 ou de 1 quelle que soit la position du point d'impact. Il est impossible d'améliorer la résolution lorsqu'une seule piste est touchée.
- Lorsque le signal est partagé entre deux pistes la position peut être déduite avec précision. Cependant le barycentre est une mauvaise approximation. En effet, sur cette figure, il consiste à convertir η en position en utilisant une droite d'équation $y=x$. Cette conversion est inadaptée car elle ne donne un résultat satisfaisant que lorsque η est égale à 0.5. Pour améliorer la résolution en position, nous avons utilisé une fonction de

conversion qui dépend des paramètres de couplage et de $\sigma_{partage}$ que nous avons extraits au paragraphe précédent.

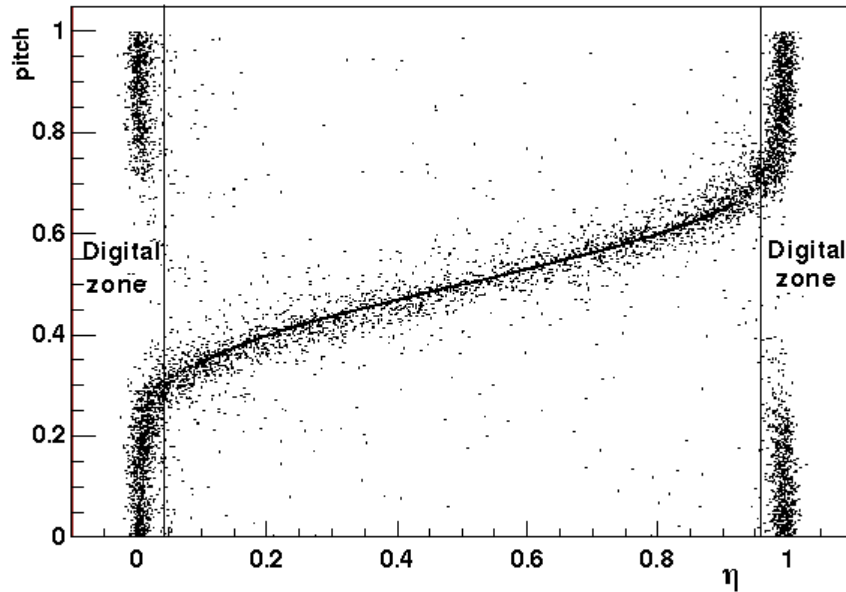


Figure 9.13 Conversion entre η et la position reconstruite

Une nouvelle distribution des résidus est construite avec cette méthode. Sur la figure 9.14, nous l'avons comparée à la méthode du barycentre. Il n'y a plus de structure avec deux pics mais un seul pic centré sur zéro. La RMS décroît alors de 18 à 14 microns. Avec cette nouvelle méthode, la résolution est limitée par la largeur de la zone digitale c'est à dire des cas ou une seule piste est touchée.

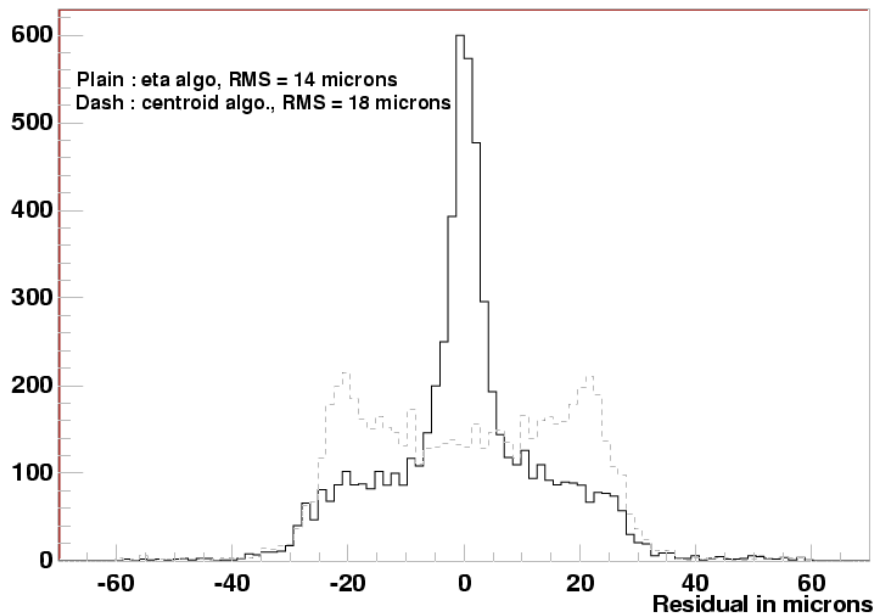


Figure 9.14 Comparaison des résidus obtenus avec l'algorithme du barycentre et avec la distribution η .

L'application de cet algorithme de reconstruction nous permet de valider les valeurs des paramètres que nous avons extraits. Toutefois, cette méthode peut être utilisée sans extraire

de paramètres explicitement. En effet, la distribution de η est obtenue à partir d'un ensemble de particules distribuées uniformément entre les pistes de gauche et de droite. Lorsqu'une valeur de η_0 est mesurée, la distance x_0 entre le point d'impact et la piste de gauche la plus proche se calcule à l'aide la relation :

$$u_0(\eta_0) = pitch \int_0^{\eta_0} \frac{dN}{d\eta} d\eta \quad \text{où } dN/d\eta \text{ est la distribution de } \eta \text{ mesurée dont l'aire est}$$

normalisée à 1.

De la même manière, il est intéressant de noter que les paramètres de $\sigma_{partage}$ et de couplage pourraient être extraits sans connaître la position du point d'impact des particules. En faisant seulement la supposition que les points d'impact sont distribués uniformément entre les pistes, on peut écrire :

$$\frac{dN}{d\eta} = \frac{dN}{du} \frac{du}{d\eta} = \frac{1}{f(u)} \quad \text{où } f \text{ est définie comme : } \eta(u) = K + \int_u^{+\infty} f(x) dx$$

Nous n'avons pas utilisé cette méthode pour étudier la fonction f au paragraphe précédent car elle est moins précise. En effet, la connaissance du point d'impact permet de s'affranchir des erreurs dues en particulier au bruit de l'électronique lorsque la charge est peu partagée entre les pistes.

9.4.3 Résolution en fonction de l'angle d'incidence

Dans les paragraphes précédents, nous nous sommes intéressés uniquement aux cas où la particule traverse le détecteur en incidence normale. Nous allons utiliser la méthode du barycentre pour étudier la résolution en fonction de l'angle d'incidence. Nous avons montré que cet algorithme n'est pas adapté au partage de charge en incidence normale. Cependant, la fonction de transfert qui permet de passer de η à une position est différente pour chaque angle d'incidence car il modifie le partage de charge. Nous avons illustré ce phénomène sur la figure 9.15. Afin d'optimiser la reconstruction des positions avec l'algorithme η , il faudrait calculer la fonction de conversion η -position pour l'angle d'incidence le plus probable.

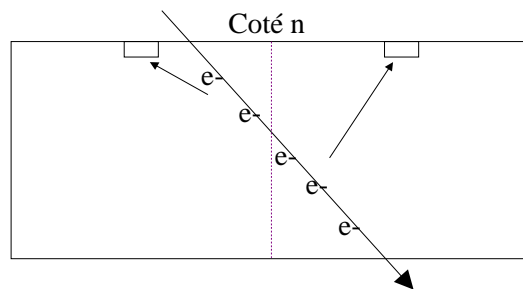


Figure 9.15 partage de charge dû à l'angle d'incidence

Afin d'étudier la variation de la résolution en fonction de l'angle d'incidence nous avons donc utilisé l'algorithme du barycentre qui ne nécessite pas la connaissance de l'angle d'incidence. La figure 9.16 résume les résultats que nous avons obtenus. Les mesures de résolution ont été effectuées en deux étapes : une première en utilisant la position du détecteur testé mesuré sur le banc de test, et, une seconde en l'alignant précisément à l'aide

des trajectoires reconstruites. La seconde méthode permet d'obtenir des résolutions inférieures à la première ; les deux résultats restent toutefois cohérents. La résolution décroît jusqu'à un minimum de 13 microns qui se situe autour de 20°. Elle remonte ensuite jusqu'à plus de 20 microns. Le minimum de la résolution doit théoriquement être atteint avec l'algorithme du barycentre lorsque le partage de charge est linéaire. C'est le cas lorsque l'angle est égal à $\text{atan}(95\mu\text{m}/300\mu\text{m}) = 17.6^\circ$.

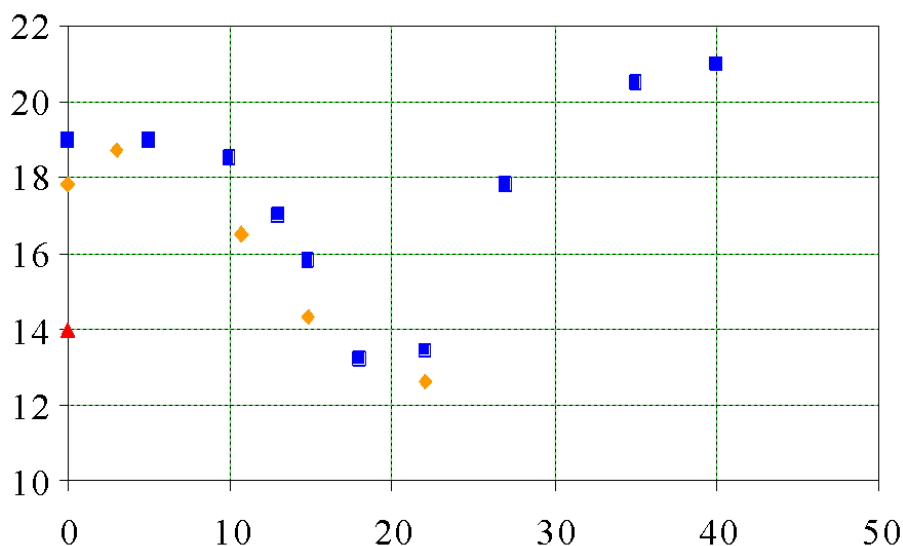


Figure 9.16 Résolution (microns) en fonction de l'angle d'incidence (degrés). Carrés : première étude. Losanges : alignement fin. Triangle : résolution avec l'algorithme η à zéro degré.

L'algorithme du barycentre est donc efficace autour d'un angle d'incidence de 20°. Pour des angles plus faibles, la résolution peut être optimisée à l'aide de méthodes qui utilisent la distribution η . Cependant, elle nécessite à priori la connaissance de l'angle d'incidence. Dans le SSD, le calcul de la position devra donc être effectué en utilisant la valeur la plus probable de cet angle. Lorsque les angles d'incidence sont importants, la variation spatiale de l'ionisation est la source d'erreur dominante. L'algorithme "head and tail" permet de réduire ces erreurs. Cet algorithme s'applique lorsque plus de deux pistes forment un amas. Le calcul de la position est effectué par une méthode du barycentre en excluant les pistes situées au milieu de l'amas. En effet, les amplitudes mesurées sur ces pistes sont indépendantes du point de passage de la particule et sont seulement soumises aux fluctuations de l'ionisation.

9.5 Simulation des détecteurs du SSD

L'étude du partage de charge nous a permis de quantifier les phénomènes qu'il est important de prendre en compte pour simuler la réponse du SSD au passage de particules. Nous allons préciser dans ce paragraphe les différentes méthodes qu'il est nécessaire d'appliquer. Nous montrerons enfin les résultats de nos simulations.

9.5.1 Principales techniques de simulation

9.5.1.1 Modélisation de l'ionisation

L'ionisation doit être modélisée précisément car elle a un impact important sur le fonctionnement du détecteur. Trois phénomènes doivent être pris en compte :

- Distribution de l'énergie perdue par les particules. Elle est calculée au sein du logiciel GEANT à l'aide de l'algorithme PAI. Cette méthode permet de simuler précisément la distribution du dépôt d'énergie.
- Position de l'ionisation : les charges ne sont pas créés uniformément le long du parcours des particules. Ce phénomène a un impact important sur la résolution en position à grand angle d'incidence. Pour simuler cet effet, il est nécessaire de calculer la perte d'énergie des particules sur plusieurs segments à l'intérieur du détecteur. La segmentation que nous utilisons est représentée sur la figure 9.17. Elle limite au minimum le nombre de segments afin d'optimiser le temps de calcul.
- Rayons δ : ils correspondent aux électrons de grande énergie qui parcourent des distances importantes dans le détecteur. Nous ne les avons pas simulés. Ils contribuent cependant à dégrader la résolution en position et à augmenter la taille des amas. Ils pourraient affecter la résolution à deux traces de façon significative. Une étude spécifique est nécessaire pour quantifier leur contribution.

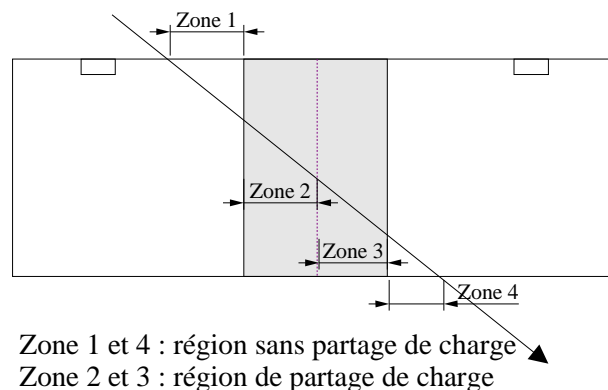


Figure 9.17 Segmentation de l'ionisation

9.5.1.2 Modélisation du partage de charge

Différents phénomènes contribuent au partage de charge : la diffusion, l'ionisation et les couplages capacitifs. Nous avons présenté des modélisations de ces différents phénomènes. En particulier, nous avons montré que le partage de charge en incidence normale peut être décrit en modélisant la diffusion et l'ionisation par une distribution gaussienne. Les couplages capacitifs sont pris en compte en introduisant des constantes de couplage.

Il est alors possible de réaliser une carte du détecteur qui permette de prédire quelle fraction de charge sera induite par un porteur créé en un point donné. Sur la figure 9.18, nous avons représenté une telle carte en ne prenant en compte que le partage de charge dû à une distribution gaussienne de largeur constante. Le même type de carte est représenté sur

la figure 9.19 en introduisant une dépendance du $\sigma_{partage}$ en fonction de la profondeur.

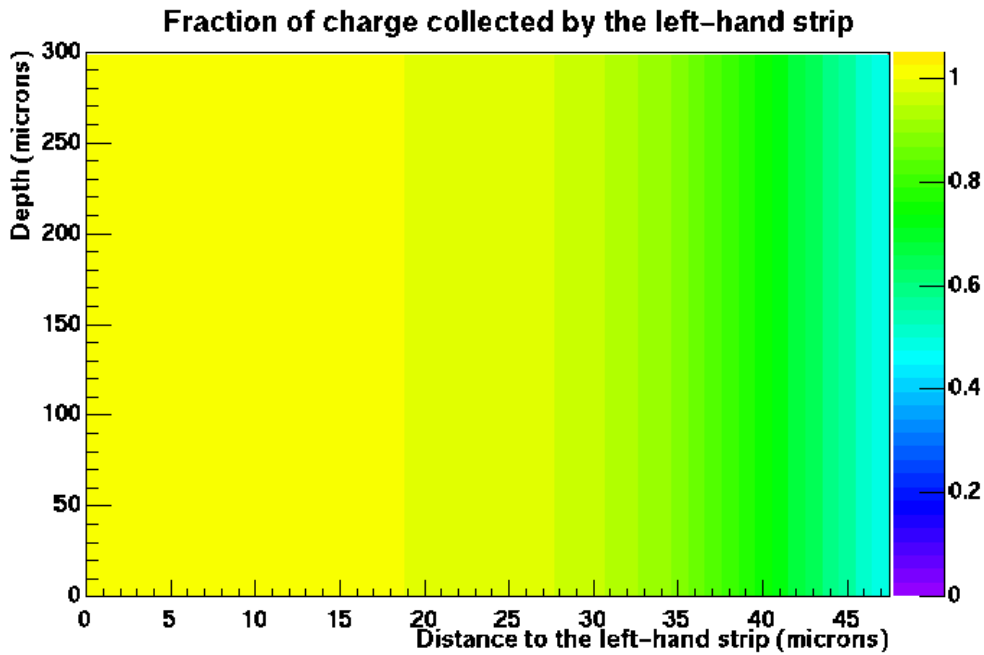


Figure 9.18 Simulation d'une carte de partage de charge en ne prenant en compte qu'une distribution gaussienne de sigma constant

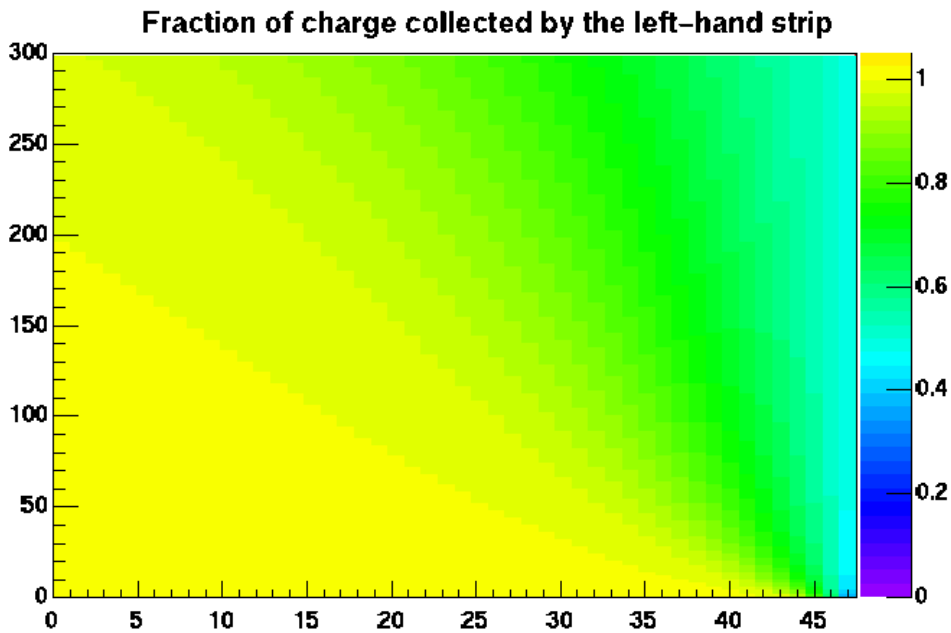


Figure 9.19 Carte du partage de charge calculée en utilisant une distribution gaussienne dont la largeur varie en fonction de la profondeur

L'utilisation de telles cartes permet de calculer rapidement le partage de charge mais présente toutefois un certain nombre de défauts :

- Elles ne considèrent pas les fluctuations de la diffusion et de l'ionisation. La description par une distribution gaussienne est une moyenne. Le nombre de paires de porteurs créés dans le silicium est cependant suffisant pour rendre de telles fluctuations négligeables.

- L'induction de courant pendant la dérive est un phénomène qui est mal pris en compte. Sa modélisation à l'aide d'une seule constante est simpliste. Sa dépendance en fonction de la position de création est limitée mais elle existe.

La simulation du partage de charge n'est donc pas complète. Elle est cependant suffisamment avancée pour prendre en compte la majorité des phénomènes qui ont un impact sur les observables physiques qui seront extraites du SSD.

9.5.2 Résultats

Sur la figure 9.20, nous avons représenté les résidus obtenus lors de la simulation d'un détecteur du SSD. Ces distributions sont comparables à celles mesurées. Le bruit de l'électronique est sous estimé par rapport aux données ce qui entraîne la présence de deux pics très marqués qui sont dûs au fait que l'algorithme du barycentre est utilisé. D'une manière générale, les différents paramètres des simulations doivent être ajustés pour reproduire les données. A l'heure actuelle, il est inutile de rechercher les meilleurs paramètres car les modules de détection définitifs du SSD ne sont pas encore produits. L'ajustement des paramètres devra être réalisé à partir des mesures effectuées au sein de l'expérience STAR. Ces distributions montrent cependant que nous sommes en mesure de simuler rapidement et efficacement la réponse des détecteurs du SSD.

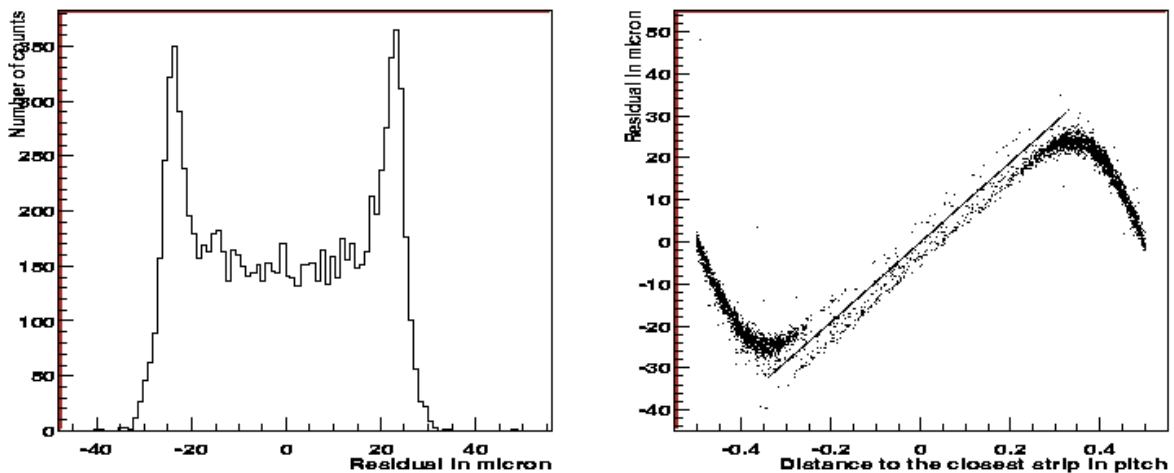


Figure 9.20 Simulation d'un détecteur au silicium à micropistes

Notre étude a permis de définir et de comprendre les phénomènes qu'il est nécessaire de prendre en compte pour simuler la réponse des modules de détection du SSD. Ces résultats ont fait l'objet d'une note interne ALICE et ont été utilisés pour la rédaction du Technical Design Report de l'Inner Tracker System de l'expérience ALICE [55].

10 Conclusions

Nous avons étudié les pions chargés reconstruits dans les deux bras de trajectographie de l'expérience WA98. Nous avons construit la fonction de corrélation $\pi^- \pi^+$ et le rapport du nombre de π^- par rapport aux π^+ en fonction de la masse transverse. Ces deux mesures sont sensibles à l'interaction coulombienne. La corrélation entre les paires de π^- et π^+ est due à leur attraction coulombienne mutuelle qui est d'autant plus importante que ces particules sont émises à des distances spatio-temporelles faibles. Les impulsions des pions chargés sont modifiées par leur interaction coulombienne avec les protons issus des noyaux incidents arrêtés au niveau du centre de masse de la collision. L'impulsion des π^+ augmente alors que celle des π^- diminue. Le rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse permet de quantifier la distorsion des spectres en impulsion des pions chargés sous l'effet de l'interaction coulombienne. Elle est d'autant plus importante lorsque les pions sont émis à proximité des protons.

Nous avons montré que les désintégrations d'hypérons étranges sont responsables d'une grande partie de l'asymétrie mesurée entre le nombre de π^- et de π^+ produits à faible masse transverse. L'impact de l'interaction coulombienne sur le rapport est donc faible. Ce résultat est différent de celui publié par la collaboration NA44 qui a fait l'objet de nombreuses interprétations en terme d'interaction coulombienne.

Nous avons basé l'interprétation des mesures que nous avons réalisées sur l'étude des prédictions de deux modèles : NEXUS et RQMD. Nous avons cherché à mettre en évidence des différences entre ces modèles qui pourraient être expliquées par la présence de gouttelettes de quarks modélisées uniquement dans NEXUS. Ces objets permettent de décrire les zones de haute densité d'énergie et s'apparentent donc au plasma de quarks et de gluons. Ces deux modèles prédisent une différence de comportement notable du rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse. En effet, les gouttelettes introduisent un retard dans la production des pions. Ils sont alors créés en grande majorité, à une distance importante des protons en excès présents au niveau de la rapidité du centre de masse. En revanche, dans le modèle RQMD, un nombre significatif de pions est émis pendant les premiers fm/c de la collision. L'impact de l'interaction coulombienne sur le rapport π^- sur π^+ en fonction de la masse transverse est alors plus important dans RQMD que dans NEXUS.

La fonction de corrélation expérimentale est correctement reproduite par le modèle NEXUS. En revanche, dans le cas du modèle RQMD, il est nécessaire de réduire la taille de la source de pions de 75% pour obtenir un accord avec les données. La comparaison entre le rapport mesuré et ceux prédits par les modèles nous conduit à conclure que NEXUS est en accord avec les données alors que RQMD les surestime. L'effet de l'interaction coulombienne sur les spectres en masse transverse est trop important dans RQMD ce qui valide le scénario où très peu de pions sont émis à des temps inférieurs à 15 fm/c. Ce comportement est obtenu dans NEXUS grâce à l'introduction des gouttelettes de quarks. La dynamique de la collision est correctement traitée par NEXUS grâce à la présence des gouttelettes de quarks alors qu'elle ne l'est pas dans le cas de RQMD qui est un modèle purement hadronique.

Les mesures que nous avons effectuées sont sensibles à la dynamique de l'évolution de la collision. Elles apportent de nouvelles contraintes aux modèles ce qui nous a permis de montrer que l'émission des pions est faible en début de collision. Il serait alors très intéressant de poursuivre cette étude en étudiant les protons et les kaons. En effet, les modèles prédisent le même type de comportement pour les kaons et les protons que pour les pions. L'émission des kaons et des protons est retardée dans NEXUS par rapport à RQMD. Par ailleurs, les spectres en impulsion des kaons et des protons sont peu affectés par les désintégrations de résonances ce qui permet d'extraire la contribution de l'interaction coulombienne sans introduire d'erreurs systématiques importantes. De plus, les valeurs plus probables des temps d'émission des pions, kaons et protons prédites par les modèles ne coïncident pas. La construction des fonctions de corrélation kaon-pion, proton-pion et kaon-proton pourrait permettre de vérifier si ces prédictions sont en accord avec les données.

L'expérience STAR est conçue pour mesurer sur un grand domaine en acceptance, les particules chargées et les photons produits dans les collisions par le RHIC. Les pions, kaons et protons peuvent être mesurés simultanément. Les fonctions de corrélation des différents couples de particules, identiques ou non, et les rapports des spectres en masse transverse des particules de signe opposé peuvent être construits. En particulier, les fonctions de corrélation pion-kaon, pion-proton, et kaon-proton peuvent aussi être étudiées. De plus, le point de provenance des particules peut être identifié ce qui permet de rejeter les particules issues de la désintégration d'hypérons étranges. L'expérience STAR offre donc la possibilité de compléter le travail que nous avons effectué sur les pions mesurés dans les spectromètres de l'expérience WA98.

Le Silicon Strip Detector formera la quatrième couche du détecteur de vertex de l'expérience STAR. Notre participation a consisté en l'étude des modules de détection du SSD. Les objectifs de cette étude étaient de vérifier les performances des modules de détection et de comprendre leur comportement afin de construire un programme de simulation. Le rapport signal sur bruit et la résolution en position que nous avons extraits sont tout à fait satisfaisant pour l'ensemble des prototypes que nous avons étudiés. De plus nous avons étudié le partage du signal entre les pistes des détecteurs. Nous avons montré que ce partage est dominé par deux contributions : la diffusion des porteurs de charge et le couplage capacitif. Nous avons alors développé une modélisation de ces phénomènes ce qui a permis de construire une simulation rapide de la réponse des modules de détection du SSD. Cette simulation permettra d'évaluer avec précision l'influence des effets de détection sur les observables physiques qui seront étudiées grâce au SSD.

Le collisionneur RHIC ouvre une nouvelle ère dans l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes qui repose cependant sur les bases acquises au SPS. Cette thèse, partagée entre l'étude des collisions produites au SPS et le développement de détecteurs pour RHIC, est le reflet de cette évolution. L'analyse des données collectées par STAR pendant l'été 2000 constitue alors la suite naturelle de ce travail.

Bibliographie

- [1] C. Kuhn, Plasma de quarks et gluons et matière étrange du SPS au LHC, École Joliot Curie de Physique Nucléaire 1998
- [2] G. Cooper et al., Stopping : from Peripheral to Central Nuclear Collisions at the SPS, Nucl. Phys. A661 (1999) 362-365
- [3] F. Karsch, Nucl. Phys. A590 (1995) 367c
- [4] J. Rafelski, J. Letessier, Diagnosis of QGP with Strange Hadrons, Acta Phys.Polon. B30 (1999) 3559-3583
- [5] P. Braun-Munzinger, Chemical Equilibration and the Hadron-QGP Phase Transition, To be in Nucl. Phys. A (nucl-ex/0007021)
- [6] B. Tomasik, U. A. Wiedemann, U. Heinz, Reconstructing the Freeze-out State in Pb+Pb Collisions at 158 AGeV/c, nucl-th/9907096
- [7] G.Q. Li, C.H. Lee, G.E. Brown, , Nucl. Phys. A625 (1997) 372
- [8] F. Becattini, Z. Phys C74 (1995) 485
- [9] H. van Hecke, H. Sorge, N. Xu, Evidence of early multi-strange hadron freeze-out in high energy nuclear collisions, Phys.Rev.Lett. 81 (1998) 5764-5767
- [10] C. Cicalò et al., Latest Results from the NA50 on J/ψ Suppression in Pb-Pb Collisions, Nucl. Phys. A661 (1999) 93-103
- [11] A. Sirbitsev, K. Tushima, K. Saito, A.W. Thomas, Novel features on J/ψ dissociation in matter, Phys. Lett. B484 (2000) 23-29
- [12] M.M. Aggarwal et al., Observation of Direct Photons in Central 158 A GeV Pb+Pb Collisions, Submitted to Phys. Rev. Lett. (nucl-ex/0006008)
- [13] Y. Schutz, Photon physics at URHIC, To be published in Czechoslovak Journal of Physics 50(2000) 9
- [14] F. Antinori et al., Production of strange and multistrange hadrons in nucleus-nucleus collisions at the SPS, Nucl. Phys. A661 (1999) 130-139
- [15] J. Letessier and J. Rafelski, Strange particle chemical freeze-out, Nucl. Phys. A661 (1999), 497c-501c
- [16] M. Shroedter, R.L. Thew, J. Rafelski , Bc meson production in nuclear collisions at RHIC, Phys. Rev C62 (2000) 024905
- [17] H.J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, K. Werner , A Unified Treatment of High Energy Interactions , hep-ph/9903296
- [18] H.Sorge, Phys. Rev. C52 (1995) 3291
- [19] F.Sikler for the NA49 collaboration, Hadron production in nuclear collision from the NA49 experiment at 158 GeV/c.A, Nucl. Phys. A661 (1999) 45c-54c
- [20] M. Kaneta, Thermal and chemical freeze-out in heavy ion collisions, Thèse de l'université d'Hiroshima (Japon), 1999
- [21] M.M. Aggarwal et al., Centrality Dependence of Neutral Pion Production in 158 A GeV Pb+Pb Collisions, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 4087
- [22] M.M. Aggarwal et al., Freeze-Out Parameters in Central 158AGeV Pb+Pb Collisions, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 926
- [23] D. Nouais, Analyse des corrélations de particules légères émises dans la réaction $129\text{Xe}+48\text{Ti}$ à 45 MeV par nucléon dans le cadre d'une approche quantique , Thèse de l'université de Nantes, 1996
- [24] L. Martin et al., Particle correlation in ultra-relativistic heavy ion experiments STAR at RHIC and ALICE at LHC,
- [25] G. Cooper, Baryon Stopping and Hadronic Spectra in Pb-Pb Collisions at 158 GeV/nucleon, Thèse de l'université de Californie à Berkeley (USA), 2000
- [26] C. Müntz , Coulomb effects in charged particle spectra from heavy ion collisions at AGS and SIS, Proceeding of the Meson'98 conference, Cracow, Poland (nucl-ex/9807001)

- [27] Y.Sinyukov et al., Coulomb corrections for interferometry analysis of expanding hadron systems, Phys. Lett. B342 (1998) 248-257
- [28] F. Gastineau, J. Aichelin, The emitting source - can it be determined by the HBT correlation function in ultrarelativistic heavy ions collisions ?, nucl-th/0007049
- [29] M.M. Aggarwal et al., Scaling of Particle and Transverse Energy Production in Pb+Pb Collisions at 158A GeV, Submitted to Eur.Phys.J.C.
- [30] M.M. Aggarwal et al., Search for Disoriented Chiral Condensates in 158 AGeV Pb+Pb collisions, Phys. Lett. B 420 (1998) 169-179
- [31] M.M. Aggarwal et al., Directed Flow in 158 AGeV Pb+Pb Collisions, Submitted to Phys. Rev. Lett.
- [32] J.M. Rubio et al., , Nucl. Inst. and Meth. A367 (1995) 358
- [33] L. Carlen et al., A large acceptance spectrometer for tracking in a high multiplicity environment, based on space point measurement and high resolution time-of-flight, Nucl. Inst. and Meth. A431 (1999) 123-133
- [34] L. Carlen , Performances of multi-step avalanche chambers equipped with two-dimensional electronic readout, Nucl. Inst. and Meth. A412 (1998) 361-373
- [35] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeups Q123
- [36] M.M. Aggarwal et al., Central Pb+Pb Collisions at 158 A GeV Studied by Pion Pion Interferometry, Eur. Phys. J. C16 (2000) 445-451
- [37] L.S. Barnby, Measurement of L, LB, and K0s from Pb-Pb Collisions at 158 GeV per nucleon in a large acceptance experiment, Thèse de l'université de Birmingham (Royaume Unis), 1999
- [38] Jean Letessier, Ahmed Tounsi, Johann Rafelski, Low- m_t charged pion asymmetry enhancement from hadronization of QGP, Phys.Lett. B475 (2000) 213-219
- [39] H. Boggild et al., Coulomb effect in single particle distributions, Phys. Lett. B372 (1996) 339
- [40] T. Osada, S. Sano, M. Biyajima, G. Wilk, What information can we obtain from the yield ratio p^-/p^+ in heavy-ion collisions?, Phys. rev. C54 (1998) 2167
- [41] B.B. Back et al., Charged particle multiplicity near mid-rapidity in central Au+Au collisions at $\sqrt{s} = 56$ and 130 AGeV, Submitted to Phys. Lett. B
- [42] A.Boucham et al., Proposal for a Silicon Strip Detector for STAR , STAR Note 0400 (1998)
- [43] ALICE Collaboration, Technical Design Report of the Inner Tracking System, CERN/LHCC 99-12
- [44] H. Bichsel, Straggling in Thin Silicon Detectors, Rev. Mod. Phys., Vol 60, No 3, (1998)
- [45] S.R. Hou, Y.H. Chang, A.E. CHen, W.T. Lin, Study of Straggling and Multiple Scattering in Silicon Microstrip Detector, NIM A 386 (1997) 186-192
- [46] M. Huhtinen, Delta Ray Effects in Silicon Strips Detectors, University of Helsinki Internal report, HU-SEFT 1992-06
- [47] W. Dabrowski et al., Nucl. Inst. and Meth. A 356 (1995) 241-254
- [48] V. Radeka, Low Noise Techniques in Detectors, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci (1988) 38, 217-277
- [49] G. Cavalleri. E. Gatti, G Fabbri, V Svelto, Extension of Ramo's theorem as Applied to Induced Charge in Semiconductor Detectors, Nucl. Inst. and Meth. 92 (1971) 137-140
- [50] S. Giliberto, Étude des performances de Détecteurs au Silicium à Micropistes Destinés à Équiper la Partie Externe du Détecteur de Vertex de L'expérience ALICE au LHC (CERN), Thèse de l'université de Nantes, 1999
- [51] Code détaillé à cette adresse :
<http://rd42.web.cern.ch/RD42/rd42cern/tracker/DiamondTracking/DiamondTracking.html>
- [52] S. Giliberto et al., Performances of Double Sided Silicon Strip Detector in the High

Multiplicity Environment of the Alice Experiment, ALICE Note 99 INT 99-53
[53] R.Turchetta, Thèse de l'université Louis Pasteur, Strasbourg, CRN/HE 91-07
[54] E. Belau et al., Charge collection in silicon strip detectors, Nucl. Inst. and Meth. A
214 (1983) 253
[55] F. Retière et al., Performances of Double-Sided Silicon Strip Detectors for the ALICE
Experiment at LHC, Note ALICE 99/36